

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de los Materiales



**ESTUDIO EXPERIMENTAL DE LA
MAGNETORRESISTENCIA TRANSVERSAL EN
HETEROESTRUCTURAS PSEUDOMÓRFICAS DE
 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Carlos Díaz Paniagua

Bajo la dirección del doctor

Francisco Batallán Casas

Madrid, 2003

ISBN: 978-84-669-1569-4

© Carlos Díaz Paniagua, 1999



UNIVERSIDAD COMPLUTENSE



5314276058

TI 1999/20

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

TESIS DOCTORAL

***ESTUDIO EXPERIMENTAL DE LA MAGNETORRESISTENCIA TRANSVERSAL EN
HETEROESTRUCTURAS PSEUDOMÓRFICAS DE $In_xGa_{1-x}As$***

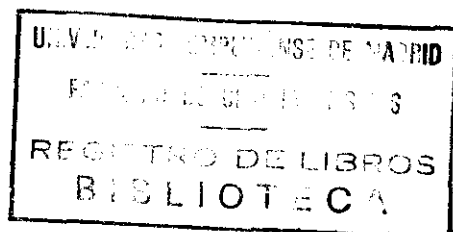
MEMORIA

presentada por:

CARLOS DÍAZ PANIAGUA

para optar al grado de

DOCTOR EN CIENCIAS FÍSICAS



N.º REGISTRO 27.4672

Dirigida por:

Dr. FRANCISCO BATALLÁN CASAS

Profesor de Investigación del Consejo Superior de Investigaciones Científicas

Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid (C.S.I.C.)

Madrid 1999

i 25018/64

ESTUDIO EXPERIMENTAL DE LA

MAGNETORRESISTENCIA TRANSVERSAL EN

HETEROESTRUCTURAS PSEUDOMÓRFICAS DE $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

RESUMEN

Se ha diseñado y montado una técnica experimental para estudiar las propiedades de magnetotransporte en estructuras pseudomórficas de $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. En estas estructuras se forma un pozo cuántico en el $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, que contiene un gas de electrones bidimensional. El estudio de este tipo de muestras tiene un interés fundamental y tecnológico; debido a su alta densidad electrónica y gran movilidad, se pueden emplear en dispositivos de potencia y electrónica rápida, por otra parte permiten estudiar propiedades básicas de un gas bidimensional de electrones, en cierto modo, mejor que en las más tradicionales de GaAs. Al aplicar un campo magnético perpendicular a dicho gas, se establece una estructura de niveles de energía, denominados niveles de Landau, mas o menos ensanchados por la presencia de impurezas y defectos; dicho ancho está relacionado con un tiempo de vida cuántico.

Se pueden producir en el canal bidimensional de estas muestras dos efectos cuánticos macroscópicos a partir de un cierto valor del campo magnético: Oscilaciones en la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal denominado efecto Shubnikov-de Haas, y mesetas en la componente no-diagonal de la misma magnetorresistencia, denominado efecto Hall cuántico. Con el estudio de estas dos componentes hemos obtenido la densidad electrónica y el tiempo de vida clásico, y por otra parte hemos determinado la masa efectiva de los electrones en el gas, el tiempo de vida cuántico y la contribución de los estados de borde a la magnetoconductividad.

Se ha determinado la masa efectiva a partir de la variación con la temperatura de la amplitud de las oscilaciones Shubnikov-de Haas, en las regiones de campo magnético bajo y medio. Para ello, se ha empleado la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estado al nivel de Fermi. El tiempo de vida cuántico se ha determinado a partir de la variación de la amplitud de las oscilaciones Shubnikov-de Haas con el campo magnético en un amplio margen de dicho campo. La contribución de los estados de borde a la magnetoconductividad se ha determinado a partir del termino no-clásico de la ecuación de Streda, combinando resultados experimentales de las dos componentes de la magnetoconductividad con un modelo basado en dicha ecuación.

A mis padres,
que hicieron bastante más de lo que estaba en sus manos.

AGRADECIMIENTOS

Sin duda, lo más importante para resolver una tarea, es planteársela. Para resolver un problema lo primero es tenerlo, por eso agradezco a Francisco Batallan el haberme planteado estudiar, experimentalmente, el problema del magnetotransporte en un gas de electrones bidimensional. Un bonito tema que te atrapa de manera que te gusta más cuanto mas lo estudias. No digo que haya resuelto dicha tarea, sin embargo, puedo decir que me he divertido. Francisco Batallan ya había estudiado 20 años atrás la superficie de Fermi del cobalto, aplicando técnicas experimentales basadas en los efectos de Haas - van Alphen y Shubnikov - de Haas, de modo que los problemas se fueron abordando siguiendo las estela de su experiencia. Paco tiene ese sentido "iconoclasta", que le permite llevar a cabo una crítica (también autocrítica) enriquecedora a la hora de abordar los problemas de la física.

Inicialmente solo teníamos la idea, después tras la selección uno a uno, fueron llegando "con cuentagotas" los equipos. Para mi, fue una actividad muy entretenida a la par que interesante, el ir configurando y montando el sistema, que desde el principio fue concebido como un sistema abierto, no una caja negra, tanto es así que el criostato, el sistema de producción del campo magnético y el controlador de temperatura es de un fabricante, el sistema de bombeo e indicadores de presión de un segundo fabricante, los termómetros de un tercero, el sistema de medida de un cuarto, e incluso el programa de control de la experiencia lo empecé a escribir sobre un PC que lo lleve de mi casa.

Desde luego no se puede decir que el sistema sea el que alcanza el campo magnético más alto ni las temperaturas más bajas, pero tiene una característica que no tienen otros sistemas similares, por ciertos avatares del destino es un sistema "*muy viajero*". Desde su primer montaje

en el laboratorio del departamento de Física de Materiales, en la facultad de Físicas de la "Complutense", sufrió tres montajes más; dos en el edificio del "Torres Quevedo", donde estaba anteriormente el Instituto de Ciencia de Materiales, en la calle Serrano y un cuarto, esperemos que el último, en el nuevo edificio del Instituto de Ciencia de Materiales, en Cantoblanco. Estos montajes fueron precedidos de sendos viajes: "Complutense"-"Torres Quevedo", "Torres Quevedo"-"Complutense", "Complutense"-"Torres Quevedo", "Torres Quevedo"-"Cantoblanco". Podemos asegurar que, actualmente, el sistema funciona a la perfección, lo que dice mucho de todas y cada uno de sus partes, así como de la entrega y paciencia de las personas que participaron en los traslados.

Quiero agradecer también a Antonio Urbina Yeregui, Miguel Angel Hidalgo Moreno, los primeros compañeros en el laboratorio del grupo de propiedades de transporte de Instituto de Ciencia de Materiales por hacer interesantes y amenas las tardes y noches de medidas en el laboratorio así como las instructivas discusiones suscitadas en torno a los resultados experimentales. Agradezco también a Alejandro F. Braña de Cal, que se ha incorporado hace poco al laboratorio, su entusiasmo y ayuda en las últimas medidas efectuadas. Gracias a los tres.

Para hacer medidas es necesario tener muestras, pero no solo eso, se dice en el campo de las medidas de transporte, que tener una muestra sin procesar es no tener nada; afirmación que tomada en estricto sentido supone una exageración, aunque no le falta razón. Por ese motivo agradezco la colaboración del Departamento de Ingeniería electrónica de la E.T.S.I de Telecomunicación de la Universidad Politécnica de Madrid que nos proporcionó las muestras ya procesadas, especialmente agradezco a José Manuel Gilpérez, Susana Fernández de Avila y Fernando González Sanz que se encargaron de "reprocesar" las muestras que lo necesitaban. Con Fernando González Sanz seguimos colaborando actualmente.

Los trabajos iniciales de configuración y primer montaje del sistema fueron realizados en un laboratorio del Departamento de Física de Materiales, de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid, que nos permitió ocupar un sitio de lo que por entonces estaba muy escaso, gracias a dicho Departamento.

Agradezco a la profesora Eloisa López, mi tutora en el Departamento de Física de Materiales de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense de Madrid, su

inestimable ayuda en todos los trámites administrativos y su último consejo (antes de entregar esta memoria).

Los trabajos posteriores de montaje, desarrollo del sistema y las medidas en que se basan los resultados de esta tesis, se han realizado en el Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid del Consejo Superior de Investigaciones Científicas. Agradezco las facilidades que se me han dado para desarrollar los trabajos en general, que me han permitido terminar, por fin, la tesis.

Agradezco a mi familia y amigos que me fueran animando en todas y cada una de las fases de los trabajos relacionados con la tesis y espero que cuando sepan de su terminación se les acabe eliminando el complejo de “historia interminable” que he contribuido a crear sobre mi tesis.

Ha transcurrido mucho tiempo desde que empecé los trabajos hasta ahora, seguramente demasiado, por eso el mayor agradecimiento, sumado a una disculpa para mi mujer, Sofía, y para mi hijo, Carlos. El agradecimiento por su apoyo constante, inquebrantable y la disculpa por haberles dedicado menos tiempo del que hubiera querido en estos años.

ÍNDICE

1.- <u>Introducción</u>	21
2.- <u>El gas de electrones bidimensional</u>	27
2.1.- Introducción	29
2.2.- Densidad de estados en el GE2D	35
2.2.1.- Niveles de Landau	36
2.2.2.- La densidad de estados del GE2D sometido a un campo magnético	37
2.3.- Magnetotransporte en el GE2D	39
2.3.1.- Magnetorresistencia clásica	39
2.3.2.- Magnetorresistencia cuántica	41
2.3.2.1.- Efecto Shubnikov - de Haas	41
2.3.2.2.- Efecto Hall Cuántico	42
3.- <u>Modelos de comportamiento para el GE2D</u>	45
3.1.- Introducción	47
3.2.- Modelos de magnetoconductividad	52
3.2.1.- Modelo de Isihara y Smrcka	52

3.2.2.- Consideraciones sobre el tiempo de vida en las expresiones de la magnetoconductividad.....	57
3.2.3.- Extensión del modelo de Isihara y Smrcka (Urbina 96)	59
3.2.4.- Forma de los niveles de Landau	64
3.2.5.- Expresión de la magnetorresistencia de “pico” para campos magnéticos altos	65
4.- Descripción experimental.....	69
4.1.- Principio de la medida	71
4.2.- Descripción del sistema experimental.....	74
4.2.1.- Sistema de vacío	75
4.2.2.- Sistema criogénico.....	77
4.2.3.- Producción del campo magnético principal. Bobina superconductora. Alimentación de la bobina (control y protecciones)	78
4.2.4.- Control y medida de la temperatura	80
4.2.5.- Portamuestras.....	82
4.2.6.- Electrónica de medida. Cadena de medida.....	83
4.2.6.1.- Nanovoltímetro	84
4.2.6.2.- Fuente de corriente de la muestra.....	84
4.2.6.3.- Fuente de tensión de la puerta.....	85
4.2.6.4.- Amperímetro para la medida del campo magnético	86
4.3.- Automatización del proceso de medida	86
4.4.- Descripción del <i>modus operandi</i>	87
4.4.1.- Fase 1ª : <i>preparación</i>	87
4.4.2.- Fase 2ª : <i>medida experimental</i>	91
4.4.2.1.- Tipo 1:Medidas en función del campo magnético.....	91
4.4.2.2.- Tipo 2:Medidas en función de la tensión de puerta.....	91
4.4.2.3.- Tipo 3:Medidas en función de la temperatura.....	91
4.4.2.4.- Tipo 4:Medidas en función de la corriente eléctrica en la muestra.....	91
4.4.3.- Fase 3ª : <i>Adquisición y registro de los datos</i>	91
4.4.4.- Fase 4ª : <i>Análisis de los datos obtenidos</i>	92
4.4.5.- Fase 5ª : <i>Interpretación de los resultados</i>	93

5.- Muestras estudiadas	95
5.1.- Generalidades	97
5.2.- Tipos estudiados de HEMT pseudomórficos	99
5.2.1.- HEMT “normales”	99
5.2.1.1.- Muestra K4	100
5.2.1.2.- Muestra T5	101
5.2.1.3.- Muestra S1	102
5.2.2.- HEMT “invertidos”	104
5.2.2.1.- Muestra S2	104
5.2.3.- HEMT “de doble dopaje”	106
5.2.3.1.- Muestra S3	106
6.- Resultados experimentales	109
6.1.- Determinación de los parámetros intrínsecos de las muestras	111
6.2.- Medida de las componentes de la magnetorresistencia transversal	
en función de B	115
6.2.1.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra K4	115
6.2.2.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra T4	117
6.2.3.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra T5	119
6.2.4.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S1	120
6.2.5.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S2	122
6.2.6.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S3	122
6.3.- Medida de las componentes de la magnetorresistencia transversal	
en función de V_g	125
6.3.1.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra T4	125
6.3.2.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S1	127
6.3.3.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S3	127
6.4.- Dependencias con la temperatura de R_{xx} y R_{xy}	128
6.5.- Efectos de la intensidad de la corriente	129

7- <u>Determinación de la masa efectiva</u>	133
7.1.- Factores que intervienen en el valor de la masa efectiva	136
7.2.- Procedimiento para la determinación de la masa efectiva	138
7.2.1.- Determinación de la masa efectiva a partir de medidas en función de B	141
7.2.2.- Determinación de la masa efectiva a partir de medidas en función de V_g	144
7.3.- Resumen y conclusiones	151
8- <u>Determinación del tiempo de vida</u>	153
8.1.- Tiempos de vida	155
8.2.- Potenciales de scattering	156
8.3.- Determinación de los tiempos de vida	159
8.3.1.- Determinación de τ_q a “bajo campo magnético”, primer método	162
8.3.2.- Determinación de τ_q a “alto campo magnético”, segundo método	165
8.3.3.- Determinación de τ_q a “campo completo”, tercer método	168
8.4.- Resumen y conclusiones	170
9.- <u>Estados de Borde</u>	173
9.1.- Introducción	175
9.2.- Borde clásico	176
9.3.- Borde cuántico	176
9.4.- Halperin (alto campo). Dicotomía borde - volumen	177
9.5.- Büttiker (alto campo). Supresión del “backscattering”	178
9.6.- Nuestra idea de los estados de borde (bajo y medio campo). Acoplamiento borde volumen	181
9.7.- Resumen	187
10.- <u>Resumen y conclusiones</u>	189

Apéndices

A.- Diagramas del programa de control y medida.....	195
B.- Determinación de τ_q a campo medio	209
C.- Determinación de τ_q en el caso de dos subbandas ocupadas	215
D.- Aspectos metrológicos actuales del efecto Hall cuántico	221
<u>Referencias bibliográficas</u>	227

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

En los últimos 20 años se ha venido desarrollando una física de los materiales mesoscópica, originada con el desarrollo de técnicas de crecimiento como son la epitaxia de haces moleculares (MBE) y la epitaxia en fase de vapor de organometálicos (MOVPE) que permiten un control muy preciso de los parámetros de crecimiento, en principio es posible crecer monocapa a monocapa, la más fina resolución que se puede conseguir, y que han dado lugar a una gran variedad de estructuras y aplicaciones asociadas que antes era solo posible imaginar.

Seleccionando combinaciones de materiales con un adecuado *band-offset* en sus bandas de conducción es posible atrapar gases de electrones de alta movilidad en las heterouniones y en los pozos cuánticos que se forman. Desde el descubrimiento del gas de electrones bidimensional (GE2D) en la interfase de heterouniones III-V (Störmer 79), se han llevado a cabo muchos estudios en estos sistemas. El GaAs/Al_xGa_{1-x}As ha sido el sistema más estudiado debido a que constituye el caso más cercano al ideal, con movilidades que llegan a 10^7 cm²/Vs a temperaturas del helio líquido (Saku 96, Umansky 97). Esta circunstancia le ha situado como sistema idóneo para ser empleado como patrón primario de resistencia en el mundo de la metrología. Sin embargo, de cara a otras aplicaciones tiene limitaciones severas, una de ellas tiene su origen en el scattering electrón-fonón (Lee 83) que se inicia entorno de los 20 K, va incrementándose con la temperatura y llega a valores indeseables a temperatura ambiente (Störmer 81); la otra tiene que ver con la relativamente baja densidad electrónica de unas pocas veces 10^{15} m⁻².

En los últimos años se han estudiado intensamente las estructuras pseudomórficas de transistores de alta movilidad electrónica (HEMT) como dispositivos orientados a la aplicación tecnológica más que al estudio básico. La característica clave en el diseño de estas estructuras HEMT, es la conductividad en el canal de conducción, la cual debe hacerse máxima.

Se describe en esta memoria el estudio experimental de la magnetorresistencia transversal efectuado en heteroestructuras pseudomórficas de $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, que tienen un gran interés tecnológico fundamentalmente por dos motivos: uno es la alta densidad electrónica que se consigue en el canal de conducción, cuestión crucial en las aplicaciones de potencia, y el otro es la relativamente alta movilidad de los electrones que participan en el transporte, importante en las aplicaciones relativas a la electrónica de alta velocidad. Las muestras estudiadas tienen un electrodo de puerta que se emplea para controlar la densidad electrónica, lo que permite estudiar su influencia sobre las propiedades del transporte en el canal; este control determina en último término el rendimiento de la heteroestructura como dispositivo.

Estas muestras tienen también un interés que podemos calificar de mas básico, que es el que nos ocupa en esta tesis, pues permiten estudiar propiedades del gas de electrones bidimensional que se forma en el pozo cuántico constituido por el $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ y limitado por las barreras de GaAs y de $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. A pesar de la relativamente alta movilidad del gas de electrones bidimensional formado en el $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, es un orden de magnitud inferior al formado en la heterounión $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$; quizá por este motivo no abundan los estudios experimentales básicos sobre el $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ desde el punto de vista del transporte electrónico puesto que se complica la extracción de parámetros característicos al apartarnos de las condiciones simplificadoras de los modelos generales.

Los objetivos planteados al estudiar nuestras muestras se centran en determinar los parámetros característicos del transporte electrónico, como son la densidad electrónica, la masa efectiva de los electrones en el canal de conducción y los tiempos de vida en condiciones de baja temperatura y en un amplio margen del campo magnético. Para determinar el valor que presentan estos parámetros, empleamos una técnica experimental que consiste en situar a la muestra bajo condiciones que vienen definidas por el **campo magnético, B** , que se aplicará siempre en la dirección perpendicular al plano de la muestra, la **intensidad de la corriente eléctrica, I** , (corriente continua) aplicada en una dirección de las dos que definen el plano donde reside el gas de electrones, la **temperatura, T** , y la **tensión de puerta, V_g** , para controlar la densidad electrónica; para a continuación medir la magnetorresistencia transversal diagonal, R_{xx} y Hall, R_{xy} (o R_H). Estas medidas se llevan a cabo empleando como variable una entre B , I , T o V_g y como parámetros el resto.

En la figura 1.1 se puede ver un ejemplo de los que podemos obtener en una medida de R_{xx} y R_H , donde se ha empleado B como variable y T , I y V_g como parámetros; podemos observar que aparecen efectos cuánticos a campos suficientemente altos.

En la magnetorresistencia transversal diagonal R_{xx} , el efecto se denomina Shubnikov - de Haas (SdH), consiste en la aparición de oscilaciones en dicha magnetorresistencia al aumentar el campo magnético, con una envolvente creciente y con una deformación progresiva de las oscilaciones, que da lugar a regiones del campo donde se producen fenómenos no disipativos, atribuidos a la localización de los electrones de conducción.

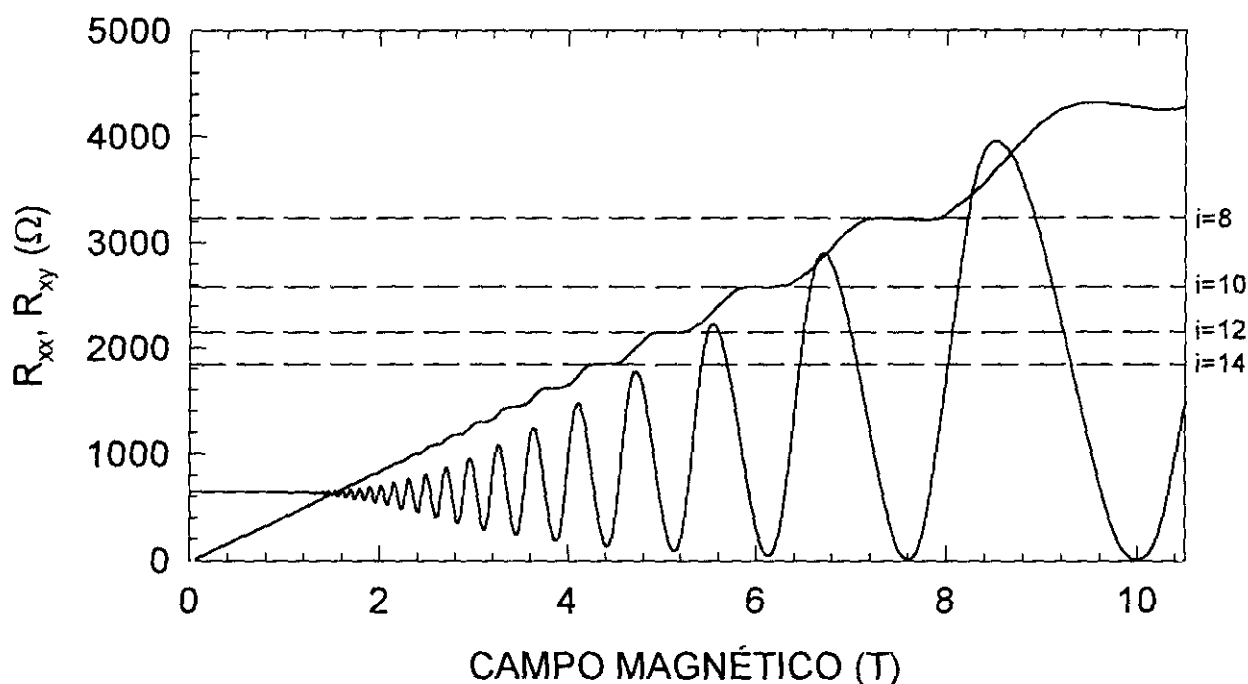


Figura 1.1.- Magnetorresistencia transversal diagonal y Hall, medidas a $T=4.2$ K, $V_g=0$ V y $I=10$ μ A en la muestra K4. Se pueden observar las Oscilaciones Shubnikov - de Haas y el efecto Hall cuántico desarrollados en un amplio margen del campo magnético. En el margen derecho se indica el orden del plateau ($R_{xy}=h/ie^2$)

En la magnetorresistencia transversal no diagonal R_{xy} (o R_H), el efecto se denomina Hall cuántico (EHQ); en el rango de bajos campos magnéticos el comportamiento es el clásico con una dependencia lineal de la resistencia Hall frente al campo magnético, pero al ir aumentando éste, se desarrollan escalones en R_H . Este efecto descubierto por Klaus von Klitzing en 1980 (Klitzing 80), es seguramente el más importante hecho, junto con el de la "superconducción" a alta temperatura, en la física del estado sólido en los últimos años. Los escalones son debidos al establecimiento de los estados de borde, que aparecen en los límites de la muestra (Halperin 82) y

dan lugar a la formación de canales de conducción, éstos se extienden a lo largo de los bordes de la muestra (*Büttiker 88*) y tienen como consecuencia una cuantización muy precisa de la resistencia Hall ($R_H = h/ie^2$): la misma precisión con la que se conocen las constantes fundamentales h y e . El hecho más destacable en este efecto es que tanto el valor preciso de B como la geometría, el material o la calidad de las muestras donde se produce, desempeñan un papel secundario a la hora de obtener los valores cuantizados de la resistencia.

Las medidas de magnetotransporte dan una información muy rica sobre el GE2D, de las oscilaciones Shubnikov- de Haas observadas en la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal (R_{xx}) obtenemos la densidad electrónica, la masa efectiva y los tiempos de vida. Si añadimos las medidas de la magnetorresistencia Hall (R_H), podremos obtener las componentes de la conductividad. Veremos en la memoria como un término de la conductividad no diagonal determinado a partir de valores experimentales, nos va a permitir evaluar la conductividad de los estados de borde

Esta memoria está organizada en cuatro partes la primera de las cuales (capítulos 2 y 3) es una breve introducción a los conceptos, a modo de recordatorio, que se tratan a lo largo de la misma y un repaso a varios modelos de comportamiento del gas de electrones bidimensional en lo que se refiere al magnetotransporte. En la segunda parte (capítulos 4 y 5) se describen la técnica experimental y las muestras que se han empleado para llevar a cabo el estudio. La tercera parte (capítulo 6) es una descripción de los resultados experimentales recogidos en las medidas efectuadas. La cuarta parte, la que más peso tiene de la memoria, describe las técnicas desarrolladas, así como su aplicación para la determinación de la masa efectiva de los electrones de conducción (capítulo 7), los tiempos de vida (capítulo 8) y la conductividad de los canales de borde (capítulo 9), con una valoración de los resultados obtenidos. Por último en el capítulo 10 se resume el trabajo llevado a cabo y se dan las conclusiones finales.

CAPÍTULO 2

EL GAS DE ELECTRONES BIDIMENSIONAL

2.1.- INTRODUCCIÓN

Se entiende por gas de electrones bidimensional un colectivo de electrones distribuidos en un plano y que tienen como característica fundamental poder moverse libremente en dos dimensiones y tener congelado su movimiento en la tercera como consecuencia de la cuantización de su energía en niveles en dicha tercera dimensión. En sentido estricto, estos sistemas no son bidimensionales porque las funciones de onda que los representan tienen una extensión espacial distinta de cero y porque los campos electromagnéticos no están confinados a un plano, sino que se extienden a lo largo de la tercera dimensión (*Ando 82*), algunos autores le califican como "*cuasi-bidimensional*", teniendo en cuenta esa salvedad nosotros le llamaremos a lo largo de la memoria "*bidimensional*".

Los electrones en un sistema bidimensional presentan propiedades interesantes algunas exclusivas del carácter bidimensional y otras comunes a los sistemas 3D. En lo que se refiere al transporte electrónico, en presencia de un campo magnético de suficiente valor pueden aparecer marcadas diferencias, con efectos cuánticos importantes en nuestro estudio experimental, como son el efecto Shubnikov - de Haas y Hall cuántico, que comentaremos brevemente mas adelante. El primero ya aparecía en el gas de electrones 3D, pero muy débilmente y no se ha empleado con la misma extensión que como se hace en el caso 2D, en cuanto al segundo, hasta la fecha, es un efecto propio del gas de electrones bidimensional, no habiéndose detectado en el 3D.

Entre los distintos casos en que podemos obtener un gas de electrones bidimensional podemos citar los siguientes:

– La superficie del helio líquido presenta una barrera de potencial del orden de 1 eV, que evita la penetración de los electrones en su interior, podemos decir que la función de onda queda localizada cerca de su superficie, de manera que los electrones atrapados en ese espacio presentan

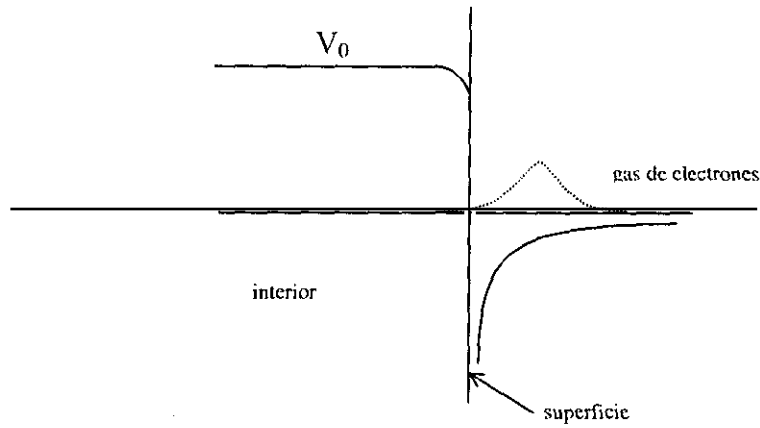


Figura 2.1.- Barrera de potencial en la superficie del helio líquido que da lugar a la formación del gas de electrones bidimensional.

carácter bidimensional; aunque dada la pequeña densidad electrónica que alcanzan ($\approx 0.001 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$), no presentan efectos cuánticos, y se comportan de manera clásica (figura 2.1).

– En capas de inversión, formadas en la interfase de un semiconductor y un aislante como en el caso de Si/SiO₂. Estos sistemas tienen una estructura tipo sandwich formada por tres capas, la primera es Si cristalino, encima de ella se sitúa SiO₂ amorfo y la tercera es un electrodo metálico, que puede ser Al, llamado puerta. Al aplicar una tensión positiva de suficiente valor al electrodo de puerta, se atraen electrones del Si (dopado tipo p) a la interfase entre el SiO₂ y el Si, estos electrones que aparecen en una delgada capa cerca de la interfase ($\approx 25 \text{ \AA}$) forman lo que podemos llamar el gas de electrones bidimensional del sistema Si/SiO₂.

El método de aplicar una tensión de puerta, o lo que es lo mismo un campo eléctrico, entre el electrodo de puerta y el semiconductor, tiene la ventaja de proporcionar un control muy sencillo sobre la densidad de electrones presente en la interfase. Al aplicar la tensión al electrodo de puerta, los electrones atraídos a la superficie primero llenan los huecos (estamos suponiendo un dopaje tipo p en el Si) dejando una carga neta negativa de tipo tridimensional, y si hay suficiente tensión de puerta, el fondo de la banda de conducción se dobla por debajo del nivel de Fermi en la zona próxima a la interfase. Esta es la capa de inversión, con el fondo de la banda de conducción

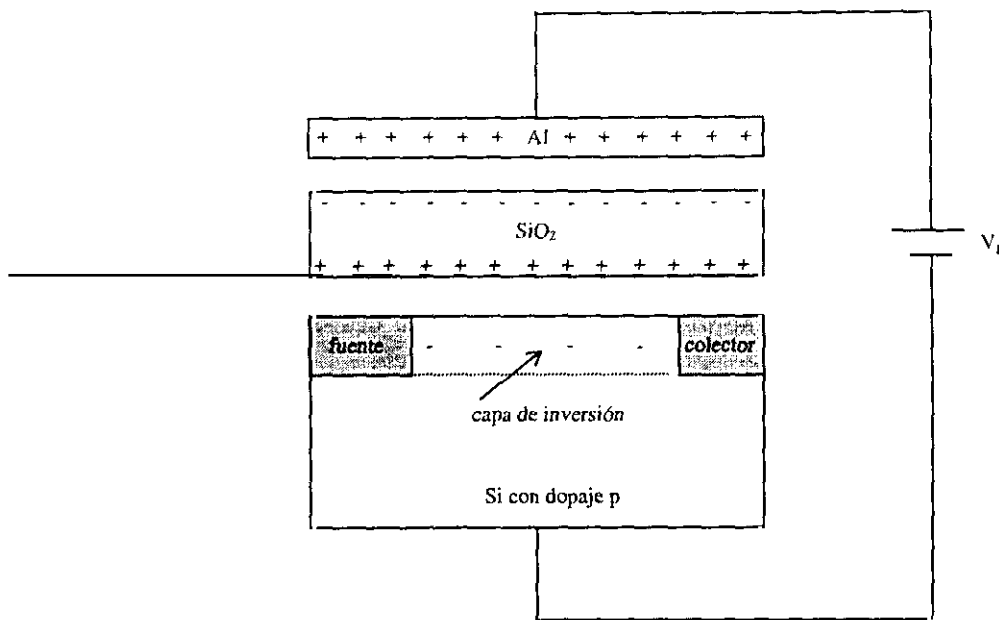


Figura 2.2a.- Representación esquemática de un transistor MOSFET de Si.

por debajo del borde superior de la banda de valencia, invirtiendo el orden normal, situación que sirve para dar nombre a estas capas (figura 2.2).

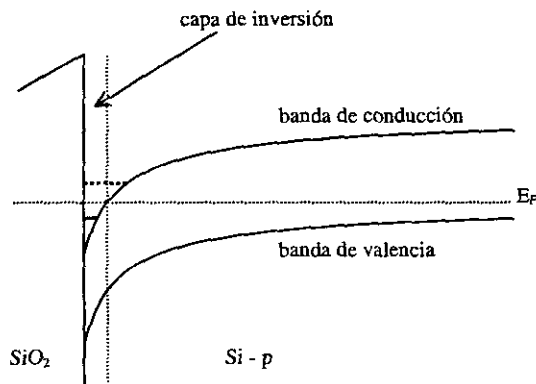


Figura 2.2b.- Diagrama de niveles de energía de un transistor MOSFET de Si con una tensión positiva aplicada a la puerta. Se forma una capa de inversión cuando el nivel de Fermi está por encima del fondo de la banda de conducción.

Estas estructuras denominadas MOSFET de Si, que tienen una gran importancia tecnológica, también han permitido realizar estudios básicos sobre las propiedades de transporte del gas de electrones 2D, de hecho en una de estas estructuras se vio por primera vez el efecto Hall cuántico. No obstante estos sistemas tienen algunos inconvenientes por ejemplo en aplicaciones de electrónica alta velocidad, debido al límite que presenta su movilidad. Su origen está en la

rugosidad superficial que se produce en la interfase Si/SiO₂ y en las impurezas atrapadas en la capa de SiO₂. La densidad electrónica que se consigue en el canal de conducción esta comprendida entre $0.1 \cdot 10^{16}$ y $1 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ dependiendo de la tensión de puerta.

– En capas de inversión formadas por dos semiconductores como en GaAs/Al_xGa_{1-x}As donde el Al_xGa_{1-x}As juega el papel de aislante. Este caso es similar al del silicio, se crece el GaAs con un débil dopaje tipo p y a continuación el Al_xGa_{1-x}As, con dopaje n (Si), como los átomos de Al no alteran la estructura de red del GaAs queda una estructura relajada sin peligro de que aparezcan defectos, como fracturas o dislocaciones que aumentarían dispersión de los electrones. Estas estructuras se crecen por el procedimiento de la epitaxia de haces moleculares (MBE) o por epitaxia en fase de vapor de organometálicos (MOVPE), de manera que es posible entonces realizar un crecimiento controlado en toda la estructura con una resolución, al menos nominalmente, de una capa atómica. Se puede conseguir por este procedimiento una ausencia de impurezas en la estructura y de defectos en la interfase prácticamente total. Por último se interpone entre el Al_xGa_{1-x}As dopado y el GaAs una capa sin dopar de Al_xGa_{1-x}As, con el consiguiente alejamiento de los donantes de la interfase, técnica que se conoce como modulación de dopado, así las impurezas dopantes se sitúan a una distancia que puede ser de 100 Å de la interfase. Se consiguen de esta forma movilidades extremadamente altas, pueden llegar a ser dos ordenes de magnitud mayor que en el caso de las estructuras MOSFET.

La estructura de bandas de energía que se forma en una heterounión de GaAs/Al_xGa_{1-x}As se debe a que ambos semiconductores tienen un ancho de gap entre bandas diferente (1.42 eV para el GaAs y 1.72 eV para el Al_xGa_{1-x}As, si $x=0.3$, (Isihara 89) y al formarse la unión entre los dos materiales, los electrones móviles procedentes del dopado en el Al_xGa_{1-x}As pasan a la banda de conducción del GaAs, unos pocos llenan los huecos en el borde superior de la banda de valencia del GaAs y la mayoría acaba en el fondo de su banda de conducción. La carga positiva de la impurezas donantes, atrae a estos electrones hacia la interfase y curva las bandas en un proceso similar al que ocurría en el Si (figura 2.3). La densidad de electrones que se consigue en estas heterouniones es de unos $0.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$

– Por último consideramos el gas de electrones bidimensional en las estructuras estudiadas en esta tesis, se trata de capas de pozos cuánticos formados por tres semiconductores

GaAs/ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ / $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, donde de nuevo el $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ actúa como aislante. La secuencia de capas en este

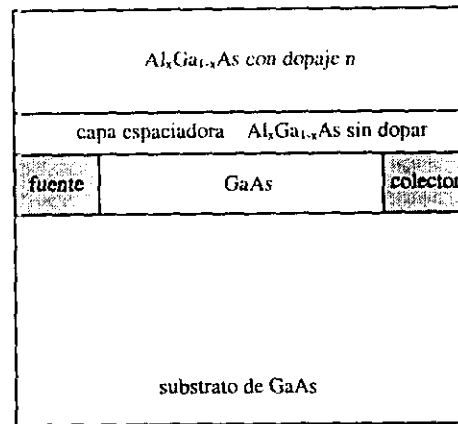


Figura 2.3a.- Representación esquemática de una heteroestructura GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

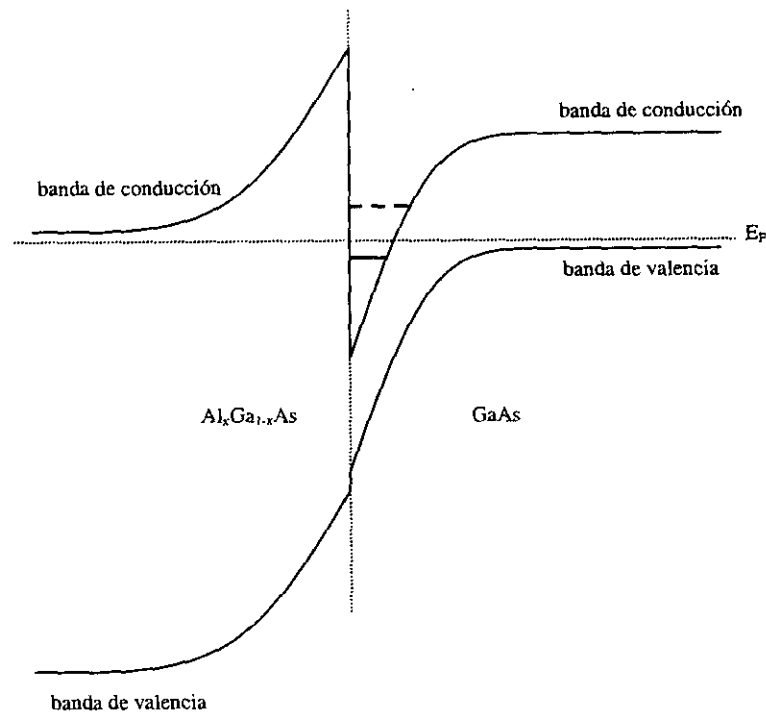


Figura 2.3b.- Diagrama de niveles de energía de una heteroestructura de GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Los electrones de los átomos dopantes de Si en el $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ocupan la primera subbanda en el pozo atravesando la barrera. El proceso acaba cuando se igualan los niveles de Fermi en los dos lados de la heteroestructura.

caso proviene de crecer primero el sustrato GaAs, a continuación una capa $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ y por último la capa de $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, dopada tipo n (Si) en las estructuras estudiadas, dejando una capa espaciadora sin dopaje para separar las impurezas dopantes del canal de conducción. La razón

principal para añadir el tercer semiconductor en la estructura. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, es la de producir un mayor confinamiento cuántico en el canal y por lo tanto permitir una mayor densidad electrónica, además se produce paralelamente una disminución de la masa efectiva electrónica, ambas condiciones contribuyen a aumentar la conductividad de los electrones de conducción. La densidad electrónica que se consigue puede superar el valor de $2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, pudiendo incluso llegar

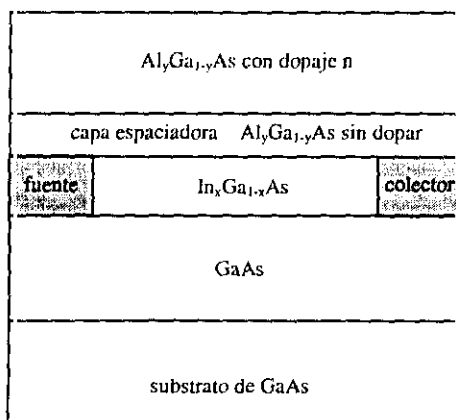


Figura 2.4a.- Representación esquemática de un HEMT pseudomórfico de $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$.

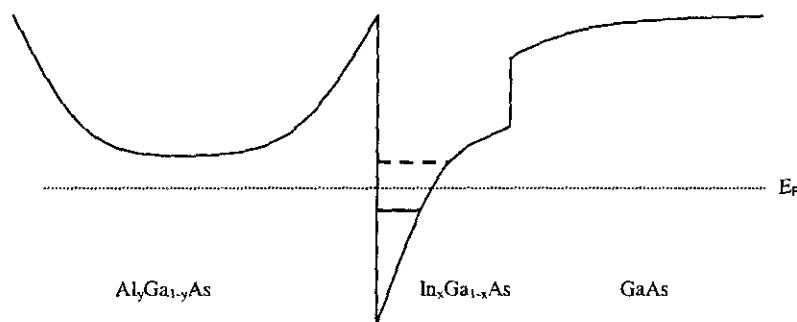


Figura 2.4b.- Diagrama de niveles de energía de un HEMT pseudomórfico de $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Los electrones de los átomos dopantes de Si en el $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, como en el caso anterior, ocupan la primera subbanda en el pozo atravesando la barrera. En este caso al ser mayor el confinamiento en el pozo se consigue una mayor densidad electrónica. El proceso acaba cuando se igualan los niveles de Fermi en toda la estructura.

a ocuparse la segunda subbanda formada en el pozo cuántico como ocurre en una de las muestras que se han estudiado.

Estas estructuras se denominan *pseudomórficas* debido al desajuste del parámetro red entre los materiales que la forman; el parámetro de red del $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ es mayor que el del GaAs , aunque si el ancho de la capa no es muy grande, puede ajustarse elásticamente mediante una deformación biaxial, dando lugar a una estructura tensionada. Si el espesor de la capa fuera superior a un valor límite (espesor crítico) que depende del valor de x , $\approx 100 \text{ \AA}$ para $x=0.3$, aparecerán dislocaciones por desajuste de red empeorando en gran medida las propiedades de transporte de estas estructuras. La movilidad de los electrones en el canal de conducción es inferior al caso de las heterouniones de $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, la causa hay que buscarla en la aparición de nuevos mecanismos de dispersión, uno de los cuales es la falta de homogeneidad de la aleación ternaria In , Ga , As y el otro la "*rugosidad de superficial*" en la interfase del $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ y el $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. No obstante la movilidad no se ve tan afectada por la dispersión electrón- fonón al aumentar la temperatura, como en el caso del $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, de manera que a la temperatura ambiente adquieren valores similares.

El perfil de las bandas de energía que se tiene en la estructura pseudomórfica $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ se debe a un proceso de formación análogo al del caso de las heterouniones $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ produciéndose una curvatura de las bandas por acumulación de electrones cerca de la interfase, con la consiguiente aparición de un pozo cuántico, pero con un aumento de la discontinuidad del potencial entre el material que constituye el pozo, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, y el material de la barrera $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ (figura 2.4)

2.2.- DENSIDAD DE ESTADOS EN EL GE2D

Un parámetro importante que interviene en las propiedades de transporte electrónico del GE2D es su densidad de estados. Para obtener su expresión se debe tener en cuenta el espectro de energía del electrón que viene dado, en el caso bidimensional, por

$$E = E_n + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*} \quad (2.1)$$

donde k_x y k_y son las componentes del vector de onda para el movimiento paralelo a la superficie donde se encuentra el gas de electrones, E_n es la energía del nivel que surge del confinamiento en el pozo de potencial. Cada valor de E_n se corresponde con el fondo de la subbanda bidimensional n , haciendo uso de la aproximación de la banda parabólica y suponiendo que es válida la hipótesis

de la masa efectiva, y que ésta es isotrópica; se obtiene para la densidad de estados, suponiendo la ocupación de la primera subbanda (Ando 82):

$$\begin{aligned} g_0 &= \frac{m^*}{\pi \hbar^2}, E \geq E_0 \\ &= 0, E < E_0 \end{aligned} \quad (2.2)$$

la densidad de estados aumenta abruptamente desde el valor cero en E_0 , en ausencia de desorden, y es constante a partir de entonces. Puede haber saltos posteriores si hubiera otras subbandas ocupadas (figura 2.5). Cuando solo está ocupada la primera subbanda, de acuerdo con las expresiones 2.2, tenemos que

$$n_0 = \frac{m^*}{\pi \hbar^2} (E_F - E_0) \quad (2.3)$$

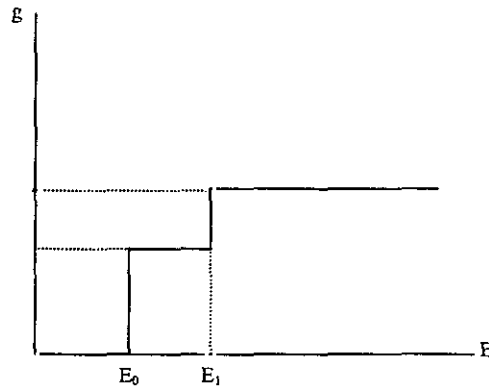


Figura 2.5.- Forma de la densidad de estados del gas de electrones bidimensional a temperatura cero y sin considerar impurezas ni desorden. Se observa una forma escalonada consecuencia de la ocupación de dos subbandas.

expresión que relaciona el número de electrones con la masa efectiva y el nivel de Fermi, medido desde el fondo de la primera subbanda, hay que tener en cuenta que es estrictamente válida a temperatura cero y suponiendo banda parabólica.

2.2.1.- Niveles de Landau

El problema cuántico de electrones independientes bidimensionales, sin considerar su spin, moviéndose en un medio homogéneo y sometido a un campo magnético perpendicular al plano

donde reside el gas de electrones, se puede resolver por medio de la ecuación de Schrödinger considerando varios gauges; Si utilizamos el gauge de Landau el potencial vector \mathbf{A} ($\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}$) es $(-yB, 0, 0)$, la ecuación queda

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \left\{ \left[\frac{1}{i} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{eB}{\hbar} y \right]^2 - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \psi = E\psi \quad (2.4)$$

tomando $\psi \propto e^{ikx} \varphi(y)$ se llega a

$$\hbar\omega_c^2 \left\{ -l^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \left[\frac{y}{l} - lk \right]^2 \right\} \varphi = E\varphi \quad (2.4)$$

Vemos que φ satisface la ecuación de un oscilador armónico desplazado. l es la longitud magnética, $l^2 = \frac{\hbar}{eB}$ y $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ es la llamada frecuencia ciclotrón, desde el punto de vista clásico nos da el número de vueltas que realiza el electrón por segundo. La longitud magnética es una escala fundamental del problema independiente de los parámetros del material.

Los diferentes niveles del oscilador solución de la ecuación 2.4 definen los llamados niveles de Landau. La energía de los niveles obedece a la expresión

$$E_{n_l} = \hbar\omega_c \left(n_l + \frac{1}{2} \right); \quad n_l = 0, 1, 2, \dots \quad (2.5)$$

Este conjunto forma una estructura de niveles igualmente espaciados en energía, con una separación $\hbar\omega_c$ que depende de un parámetro intrínseco (m^*) y otro extrínseco (B) y que están altamente degenerados.

2.2.2.- La densidad de estados del GE2D sometido a un campo magnético

Hemos visto la influencia que tiene, sobre el espectro de energía, la introducción de un campo magnético perpendicular al GE2D, estableciendo una estructura de niveles de Landau en cada una de las subbandas de energía. Podemos ahora obtener el número de estados en un nivel de

cada una de las subbandas de energía. Podemos ahora obtener el número de estados en un nivel de Landau considerando que el número de valores permitidos para k obedece a dos condiciones, una tiene que ver con las dimensiones del sistema en la dirección y ($0 < y < L_y$, L_y es el ancho) y la otra con las condiciones de contorno sobre la dirección x , $\psi(x, y) = \psi(x + L_x, y)$. Combinando las dos condiciones y teniendo en cuenta que la función de onda en la dirección y está centrada en $y = l^2 k$ tenemos que el número de estados en un nivel de Landau es $L_x L_y / 2\pi l^2$, la densidad de estados por unidad de área es

$$n_n = \frac{1}{2\pi l^2} = \frac{eB}{h} \quad (2.6)$$

como se ve es proporcional al campo magnético, de manera que al aumentar este aumenta el número de electrones que "cabén" en el nivel. Si estos estados estuvieran distribuidos de manera uniforme en energía, la densidad de estados de la distribución sería $n_n / \hbar \omega_c = m^* / 2\pi \hbar^2$, que es justo la densidad de estados de electrones libres bidimensionales a campo magnético cero, con masa m^* , pero sin degeneración de spin.

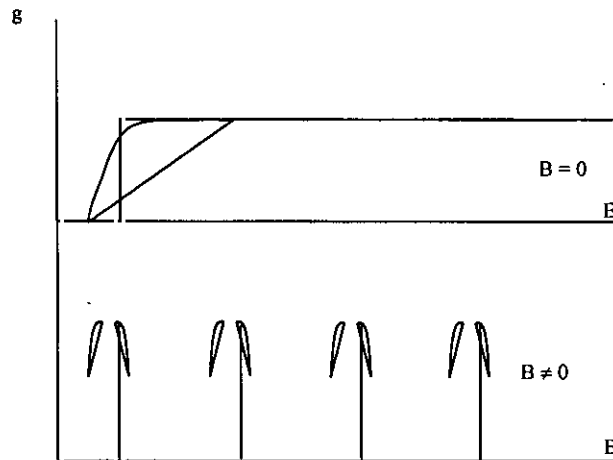


Figura 2.6.- Diagrama de la densidad de estados a campo cero y a campo finito. La distancia entre los centros de los niveles de Landau es $\hbar \omega_c$. Se observa un ensanchamiento de los niveles de Landau consecuencia de los distintos mecanismos de dispersión que actúan sobre los electrones en presencia de impurezas y desorden (línea de trazos).

Las funciones de onda ψ , están extendidas en la dirección x pero localizadas en la dirección y y debido a la gran degeneración de los niveles, es posible elegir una energía dada como

combinación lineal de funciones de onda que sea localizada o extendida. Campos eléctricos aplicados y potenciales de impurezas levantan la degeneración y con ello se impide la libertad de elegir combinaciones lineales de funciones de onda que sean localizadas o extendidas para cualquier energía, quedando marcado el carácter localizado o extendido de ciertos valores de energía.

Vemos cual es el efecto de aplicar un campo magnético al GE2D; de una distribución uniforme de energía comportándose el gap de electrones de forma metálica, se ha pasado a una sucesión de deltas separadas por gaps de energía prohibida, comportándose de forma metálica cuando el nivel de Fermi se encuentra a la energía de un nivel de Landau y de forma aislante cuando se encuentra entre dos niveles. En la realidad, debido a la presencia de impurezas, desorden y temperatura finita en la muestra, la situación no es tan simple ensanchándose los niveles y añadiendo estados entre niveles en los gaps prohibidos (figura 2.6).

2.3.- MAGNETOTRANSPORTE EN EL GE2D

Las características que presente la densidad de estados determinaran las propiedades de transporte del GE2D. Hemos visto que la primera cambia drásticamente cuando se aplica un campo magnético perpendicular al GE2D pues bien, se puede observar un cambio equivalente en las propiedades de transporte, concretamente en el caso de la magnetorresistencia transversal. Esta pasara de tener un comportamiento estabilizado a tenerlo oscilatorio como consecuencia del comportamiento de la densidad de estados. El estudio del comportamiento de la magnetorresistencia transversal nos permitirá, como veremos a lo largo de la tesis, conocer características básicas, generales del GE2D como particulares de la muestra concreta que se estudie (densidad de electrones, masa efectiva, tiempos de vida o movilidad).

2.3.1.- Magnetorresistencia clásica

Suponiendo una respuesta lineal por parte del sistema de electrones, independientes, a los campos eléctricos (lo que equivale a suponer campos débiles) y teniendo en cuenta la contribución conjunta de todos ellos, se encuentra la relación entre la densidad de corriente y el campo $\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E}$, siendo σ_0 la conductividad de Drude dada por la expresión

$$\sigma_0 = \frac{ne^2\tau_0}{m^*} \quad (2.7)$$

donde n es la densidad electrónica, m^* es la masa efectiva de los electrones de conducción y τ_0 es el tiempo de relajación. Esta es una conductividad a campo magnético cero y aunque Drude la dedujo para un gas de electrones 3D, se considera válida para el caso 2D. Cuando aplicamos además un campo magnético B , perpendicular al GE2D, las trayectorias de los electrones se curvan debido a la fuerza de Lorentz $-e\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}$, teniendo esto en cuenta se encuentra que

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \mathbf{E} - \frac{\sigma_0 \mathbf{j} \wedge \mathbf{B}}{ne} \quad (2.8)$$

hay que tener en cuenta que ahora σ_0 es un tensor de orden dos y las magnitudes vectoriales \mathbf{j} , \mathbf{E} están dentro de un espacio bidimensional, estando \mathbf{B} en la tercera dimensión. Es sencillo pasar de la expresión 2.8 a la equivalente $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ siendo σ el tensor

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

con las componentes σ_{xx} , σ_{xy} , σ_{yx} , σ_{yy}

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau_0)^2} \quad (2.10)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{\omega_c \tau_0 \sigma_0}{1 + (\omega_c \tau_0)^2} \quad (2.11)$$

cumpléndose, para el caso de medios homogéneos e isotrópos

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} \quad (2.12)$$

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} \quad (2.13)$$

En las medidas directas lo habitual es obtener la resistencia, en lugar de las conductividades, y de las resistencias la resistividades, de manera que para comparar con el experimento invertimos el tensor de conductividad para obtener el tensor de resistividad

$$\rho = \left(\frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau_0)^2} \right)^{-1} \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{xx} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

téngase en cuenta que, en el caso bidimensional que estamos tratando, y de manera paradójica cuando la componente diagonal de la conductividad se hace cero también se anula la misma componente de la resistividad. Por último la relación entre la resistividad y la resistencia es

$$R_{xx} = \frac{L_x}{L_y} \rho_{xx} \quad (2.15)$$

$$R_{xy} = \rho_{xy} \quad (2.16)$$

con las resistencia no diagonal y la resistividad no diagonal relacionadas directamente sin tener en cuenta relaciones geométricas de la muestra

2.3.2.- Magnetorresistencia cuántica

Cuando el campo magnético aplicado es de suficiente amplitud, pueden aparecer efectos cuánticos en las dos componentes de la magnetorresistencia, denominados efecto Shubnikov - de Haas y efecto Hall cuántico. El primero se refiere al efecto en la componente diagonal y el otro en la componente no diagonal.

2.3.2.1.- Efecto Shubnikov - de Haas (SdH)

Las oscilaciones en la resistencia eléctrica en muestras sometidas a un campo magnético fueron observadas por primera vez por Shubnikov y de Haas en 1930 sobre el bismuto 3D, en 1960 se observa por primera vez el efecto sobre el muestras 2D en MOSFET de Si por Fowler et al (*Fowler 66*), el efecto es mas amplio en este caso ya que la cuantización es total en muestras 2D mientras que es solo parcial en el caso 3D. El efecto esta íntimamente relacionado con las oscilaciones en la densidad de estados. La teoría del efecto es bastante complicada, entrando en juego la presencia de impurezas y defectos a través de distintos mecanismos de dispersión de los electrones. Al ir aumentando el campo magnético, van apareciendo oscilaciones en la magnetorresistencia transversal diagonal aumentando su amplitud, siendo primero simétricas y deformándose posteriormente según va aumentando el campo llegando a regiones de B donde R_{xx}

se anula (véase la figura 1.1). En el capítulo 3 se hará un tratamiento mas detallado de este efecto y se empleara más adelante, en los capítulos 7 y 8 para determinar la masa efectiva y tiempos de vida de varias muestras bidimensionales.

2.3.2.1.- Efecto Hall cuántico

El efecto Hall cuántico fue descubierto un siglo después del trabajo original de HALL por von Klitzing, Dorda y Pepper, cuando sobre el efecto Hall "estaba todo estudiado". von Klitzing fue galardonado con el premio Nobel de física en 1985. Brevemente, se encontró que bajo ciertas condiciones en un sistema bidimensional de electrones sujeto a altos campos magnéticos, el tensor de conductividad toma la forma

$$\sigma = \begin{pmatrix} 0 & \frac{-ie^2}{h} \\ \frac{ie^2}{h} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.17)$$

h es la constante de Planck, e es la carga del electrón e i es un número entero. La conductividad transversal no diagonal esta cuantizada, viene expresada en términos de constantes fundamentales. La singularidad del resultado estriba en la aparente independencia de la conductividad Hall frente a la densidad de electrones móviles. La exactitud de los resultados y su aparente insensibilidad al tipo y geometría de la muestra y a la situación de las impurezas así como a las características de la medida sugiere que el efecto es debido, en último término, a un principio fundamental. La conductividad transversal diagonal se anula en la misma región del campo magnético en que se produce la cuantización de la conductividad transversal no diagonal, por lo que no se produce disipación en esa situación (figura 1.1).

La robustez del efecto Hall cuántico junto con su extraordinaria precisión es la causa de que haya sido adoptado para definir el ohmio patrón en los laboratorios nacionales de metrología, actualmente se adopta como resistencia de referencia la correspondiente el plateau $i = 4$, 6453.20Ω , con una incertidumbre inferior a un parte en 10^8 y una deriva en el tiempo menor que la que se obtiene con resistencias calculables. Actualmente el Centro Español de Metrología hace uso de este efecto como medio de representación del ohmio patrón con una incertidumbre de 1 parte en 10^8 desde 1995.

Otro aspecto importante del efecto Hall cuántico, que es también el título del artículo de von Klitzing (*Klitzing 80*) es que nos permite hacer una determinación desde el estado sólido de la constante de estructura fina α , que es cantidad adimensional propia de la física atómica, que interviene en la interacción materia - campo electromagnético; como $\alpha = \frac{e^2}{2\epsilon_0 hc}$ podemos poner

$$\alpha^{-1} = \frac{2R_H}{\mu_0 c} \quad (2.18)$$

siendo R_H la resistencia en el plateau correspondiente a $i = 1$ (25812.807Ω), también denominada constante de Klitzing.

CAPÍTULO 3

MODELOS DE COMPORTAMIENTO PARA EL GE2D

Para analizar los datos experimentales y extraer los parámetros que caracterizan el comportamiento de una muestra, es necesario emplear modelos de cálculo que sean aplicables tanto al tipo de muestra como a las condiciones en que efectuamos la medida. Un análisis cuantitativo del tensor de magnetoconductividad bajo condiciones de medida reales, debe hacerse teniendo en cuenta las variables experimentales como la orientación cristalina, la presencia de impurezas y defectos, el campo magnético, la temperatura, el flujo de corriente[§], la tensión de puerta y la relación de aspecto de la muestra^{§§}. Será necesario también considerar los parámetros teóricos, es decir la masa efectiva, el tiempo de vida y el número de electrones en el GE2D. La intención es emplear modelos de cálculo sencillos que permitan extraer estos parámetros, lo que sin duda traerá consigo un mejor conocimiento de las propiedades de transporte en estas estructuras pseudomórficas y así poder predecir sus características como dispositivos electrónicos lo que permitirá mejorarlas.

3.1.- INTRODUCCIÓN

Tras las primeras evidencias de formación de un gas de electrones bidimensional en estructuras Si-MOSFET^{§§§} (*Fowler 66*), aparecieron varios estudios teóricos con el objetivo de obtener expresiones para la magnetoconductividad. De la misma forma, tras el descubrimiento del efecto Hall cuántico (*Klitzing 80*), aparecieron varios intentos de interpretación del efecto. Vamos a recordar a continuación alguno de los estudios de más interés para nosotros, con el fin de indicar las ideas que los han impulsado y centrar el problema del cálculo

[§] La densidad de corriente puede tener una distribución no homogénea en la muestra, lo que supone otro factor a tener en cuenta además de su magnitud.

^{§§} La relación de aspecto es el cociente entre la longitud y el ancho de la muestra, nosotros lo expresaremos como L/A .

Uno de los primeros estudios fue el de T. Ando y Y. Uemura, efectuado hacia mediados de los años setenta (Ando 73, 74a, 74b y 74c), donde desarrollan una teoría del transporte cuántico en un sistema bidimensional de electrones, bajo campos magnéticos, antes del descubrimiento del EHC. No se refleja en sus ecuaciones la estructura escalonada de la componente Hall de la conductividad[§]. No obstante obtiene expresiones para el tensor de magnetconductividad. En este estudio se supone una distribución aleatoria de impurezas, que producen dispersión de corto alcance. Se utiliza la aproximación de Born para obtener la dispersión producida y se hace de un modo autoconsistente para dar cuenta de los efectos de ensanchamiento de los niveles. El ancho de los niveles obtenido es $\Gamma^2 = \frac{2}{\pi} \hbar \omega_c \frac{\hbar}{\tau_0}$, siendo τ_0 el tiempo de relajación a campo magnético cero.

Se prevé un crecimiento del ancho de los niveles proporcionalmente a la raíz cuadrada de B. Esta teoría tuvo mucho éxito al explicar los datos obtenidos en las muestras de MOSFET de Si, predice que la densidad de estado tiene forma semi-elíptica (con colas si se considera múltiple dispersión). Para campos elevados la conductividad σ_{xx} , es proporcional al cuadrado de la densidad de estados al nivel de Fermi (o de manera equivalente $\rho_{xx}/\rho_0 \propto (g/g_0)^2$), y los valores de pico en un nivel de Landau semi-lleno es proporcional a $n_l + 1/2$ (siendo n_l el índice del nivel de Landau) para dispersión de corto alcance.

A los seis meses de la publicación de Klitzing, Dorda y Pepper del descubrimiento del efecto Hall cuántico, publica Laughlin R. B. (Laughlin 81) un artículo con una interpretación muy simple del efecto donde se afirma que la cuantización es consecuencia de la naturaleza extendida de los estados alrededor del centro del nivel de Landau. Tal afirmación se justifica basándose en la invariancia de gauge y en la existencia de un gap de movilidad. No se le da ninguna función a los bordes de la muestra, únicamente se estima que estos no tienen ninguna influencia en la precisión de la cuantización.

§§§ Fowler, Fang, Howard y Stiles observaron por primera vez (1966) oscilaciones SdH en un dispositivo Si-MOSFET. Encontraron un periodo constante de las oscilaciones frente a la densidad electrónica y una dependencia con la temperatura de su amplitud, lo que confirmó que se trataba de un sistema bidimensional de electrones.

§ Lo que pone de manifiesto que el estudio de Ando, no responde al *porque* de los hechos sino al *como* se producen. Hasta ahora esto ha sido así en los distintos modelos propuestos de la magnetconductividad en el GE2D.

Los niveles de Landau que idealmente (en un GE2D y en ausencia de impurezas) son funciones tipo δ separadas una distancia $\hbar\omega_c$, se ensanchan debido a las impurezas y al desorden presentes en una muestra real. Laughlin postula que alrededor de cada centro de nivel se agrupan los llamados estados extendidos, que están separados entre sí por estados localizados en el llamado gap de movilidad.

Halperin B. I. (*Halperin 82*) hace una aportación importante a la interpretación del EHC introduciendo la idea de los estados de borde. El estado de borde es un estado que está localizado en un radio ciclotrón desde el borde hacia el interior de la muestra, pero es extendido a lo largo de su perímetro. Estos estados permanecen extendidos y llevan corriente aún en presencia de una moderada cantidad de desorden. Considera Halperin que la intervención de estos es definitiva en la formación de los plateaus.

Posteriormente Prange (*Prange 87*) intenta explicar también el EHC haciendo hincapié en el papel de las impurezas y los defectos. Para Prange el hecho de que se presenten en la componente no-diagonal de la magnetoconductividad los plateaus del EHC, a la precisión que lo hacen y sobre un intervalo finito frente a la densidad electrónica o al campo magnético, no se puede explicar sin recurrir a los efectos de las impurezas o los defectos. Esta condición se cumple necesariamente en las muestras reales ya que siempre presentan impurezas o defectos aunque sea mínimamente. Además, por muy perfecta que sea una muestra, al menos tiene bordes, lo que implica la ruptura de la invariancia de traslación como lo hacen también las impurezas y defectos.

Es claro que si la impureza genera un potencial excesivamente fuerte puede localizar todos los estados y entonces no se producirá el EHC, ahora bien, siempre existe un campo magnético suficientemente alto de forma que el potencial se puede considerar débil, en ese caso se producirá el EHC.

La función que se asigna a las imperfecciones o defectos, según Prange, es fundamental ya que ambos dan lugar a un gap de movilidad entre los niveles de Landau, como consecuencia cuando el nivel de Fermi está situado en el gap, no hay estados extendidos que puedan llevar corriente y todos los estados serán localizados.

Prange define un potencial suficientemente general (debido a impurezas y desorden), que puede producir un gap de movilidad y por tanto EHC. Considera este como la suma de tres:

- Un **potencial de scattering** debido a impurezas ionizadas y rugosidad(es) de las superficies, generado en el canal de conducción. La única condición que se impone al potencial es que en la muestra haya siempre una región libre de potencial con extensión mayor que la longitud magnética.

- Un **potencial “débil”** cuyo mayor valor sea inferior a $\hbar\omega_c$, la distancia entre dos niveles sucesivos de Landau. Este potencial puede venir generado por las impurezas situadas en la capa dopante de una heteroestructura, que está separada del canal de conducción por la capa “espaciadora”.

- Un **potencial “suave”** producido por inhomogeneidades macroscópicas que están situadas a una distancia mayor que la longitud magnética desde el canal de conducción. El término suave se refiere a la derivada del potencial, de manera que dicho potencial no presente fuertes variaciones.

El potencial que resulta de la suma, así como cada término de ésta, da lugar a una estructura de niveles, con un gap de movilidad entre los niveles de Landau originales, donde se concentran los estados extendidos, dando vía libre a la formación de los plateaus del EHC. No obstante, sigue sin solución el problema de determinar (de manera predictiva) el ancho y otros detalles de los plateaus en términos de los parámetros que se manejan en las medidas reales, orientación cristalina, campo magnético, temperatura de la muestra, flujo de corriente, etc.

Büttiker M. (*Büttiker 1988*) desarrolla una nueva teoría para explicar el EHC basada en el formalismo que se ha dado en llamar de Büttiker–Landauer o de los canales de borde. Esta teoría tiene dos características principales: la primera es el tratamiento que se da a los contactos de la muestra. Estos se consideran depósitos o reservas, situados a un potencial dado. Cuando el nivel de Fermi, está situado entre dos niveles de Landau, todos los contactos de un lado de la muestra están situados al mismo potencial, lo que asegura que la componente diagonal de la magnetoconductividad es cero y simultáneamente la componente Hall forma un plateau,

precisamente desde que el nivel de Fermi supera un cierto nivel de Landau hasta que alcanza el siguiente. La segunda característica es la supresión de la dispersión “hacia atrás”[§] debido al hecho de que los portadores que se mueven a lo largo de un borde de la muestra no pueden invertir su dirección, ni interaccionar con el otro borde.

Los canales de conducción están formados en los bordes de la muestra, donde los niveles de Landau cortan al nivel de Fermi (figura 9.3). Los electrones se mueven en sentidos opuestos en los dos lados de la muestra y tendría que producirse scattering de un lado al otro de la muestra para darse la dispersión “hacia atrás”. De acuerdo con esta teoría es la separación espacial de los canales de borde la responsable de la gran robustez que presenta el EHC frente al scattering.

En esta teoría se considera simultáneamente las dos componentes de la magnetorresistencia en la región del plateau, lo que no hacen en su interpretación Laughlin ni Halperin.

Es una teoría fenomenológica, no pretende apoyarse en primeros principios, podríamos decir que únicamente da cuenta de la existencia de los plateaus Hall *a posteriori*.

Por último diremos que Isihara y Smrcka (Isihara 86) abordan el problema de obtener los dos componentes del tensor de magnetoconductividad. El modelo que desarrollan, como el de Ando et al, es cuantitativo, y solo es aplicable a bajos campos magnéticos.

El modelo de Isihara y Smrcka está siendo muy aplicado tanto a estructuras MOSFET de Si, como a heteroestructuras de AlGaAs/GaAs y InGaAs/GaAs. Supone una distribución aleatoria de impurezas, con dispersión de corte alcance, y utiliza la aproximación del potencial coherente (CPA). El ancho de los niveles que obtiene es $\Gamma = \frac{\hbar}{2\tau_0}$, siendo τ_0 el tiempo de relajación a campo magnético cero. En este caso los niveles son de tipo Lorentziano con un ancho constante. Si en el caso de Ando se tenía que σ_{xx} era proporcional al cuadrado de la densidad de estados para alto campo, en este caso se obtiene que σ_{xx} es proporcional a la densidad de estados al nivel de Fermi campo bajo y medio (o equivalentemente $\rho_{xx} \propto g$).

[§] supresión del backscattering.

3.2.- MODELOS DE MAGNETOCONDUCTIVIDAD

A pesar de contar hoy en día con explicaciones convincentes sobre la exactitud del efecto Hall cuántico, no hay una teoría general que explique cuantitativamente las dos componentes de la magnetoconductividad del GE2D en todo el rango del campo magnético, y que tengan en cuenta tanto las variables experimentales a las que está sometida una muestra como sus parámetros teóricos.

Esta situación nos lleva a considerar sencillos modelos de cálculo mas o menos restringidos en lo que se refiere a las condiciones de medida o al rango del campo magnético. Con estos modelos podremos analizar las medidas efectuadas y obtener los parámetros que caracterizan a una muestra⁸.

Nosotros hemos elegido dos modelos de cálculo que son aplicables a nuestras muestras. El primero de ellos, el desarrollado por Isihara y Smrcka (*Isihara 86*), es un modelo lineal en el que sólo consideraremos la información contenida en los picos de las oscilaciones SdH en regiones de bajo campo. El segundo es una extensión del modelo de Isihara y Smrcka, debido a Urbina (*Urbina 96*), y su rango de aplicación se extiende más allá del medio campo. Obtendremos tras su aplicación, información en todos los puntos del rango y no solo en los picos de las oscilaciones SdH, hacemos con el primero.

3.2.1.- MODELO DE ISIHARA Y SMRCKA

El modelo de Isihara y Smrcka es aplicable a valores del campo magnético bajos y medios, lo que es necesariamente una expresión poco precisa que no se refiere a valores numéricos concretos. El que un campo magnético sea bajo o alto es función fundamentalmente de las características de la muestra. Un campo magnético de 1T es alto para una muestra de movilidad $\mu = 10 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, y bajo para una movilidad $\mu = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$.

En la región de campo magnético bajo, la amplitud de las oscilaciones de la componente diagonal es pequeña frente a su valor a campo cero, los máximos y los mínimos de las oscilaciones

son simétricos respecto a dicho valor y los máximos crecen con el campo de manera exponencial mientras que la componente Hall no presenta plateaus en este rango.

En el rango medio, la amplitud de las oscilaciones es del orden de su valor a campo cero, los máximos y mínimos son asimétricos, la resistencia longitudinal no llega al valor cero y aún no se aprecia el efecto de desdoblamiento de spin. La componente Hall presenta plateaus que no están totalmente formados (ver p.e. la figura 1.1).

El modelo de magnetoconductividad que vamos a describir parte de los siguientes supuestos:

- Los electrones pueden ser considerados como partículas independientes que siguen la estadística de Fermi-Dirac.
- Solo se considera dispersión elástica de los electrones con las impurezas.
- La respuesta del sistema a los campos es lineal. Un campo eléctrico establecido en la muestra produce una densidad de corriente \mathbf{j} , relacionada linealmente con dicho campo por medio de la ley de Ohm ($\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}$).

El modelo tiene como objetivo obtener expresiones para la magnetoconductividad transversal, a bajo y medio campo y está basado en el cálculo de la magnetoconductividad a alto campo magnético de Streda[§] (Streda 82). Supone una distribución aleatoria de impurezas, de corto alcance, dentro del marco de la aproximación del potencial coherente (CPA). De acuerdo con las hipótesis indicadas llega a las expresiones siguientes para las componentes diagonal y no-diagonal del tensor de magnetoconductividad transversal:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{m^*} \cdot \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \cdot n_{eff} \quad (3.1)$$

[§] El objetivo principal es obtener los parámetros que caracterizan a una muestra, aunque sería deseable predecir los valores de la magnetoconductividad en el rango de validez del modelo.

[§] adaptado de un cálculo previo de Smrcka y Streda (Smrcka 77)

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^I + \sigma_{xy}^{II} \quad (3.2)$$

$$\sigma_{xy}^I = -\omega_c \tau \sigma_{xx} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{xy}^{II} = -e \frac{\partial n}{\partial B} \quad (3.4)$$

siendo n_{eff} el número efectivo de electrones al nivel de Fermi que participan en el transporte, τ el tiempo de vida a campo magnético B y n el número de electrones con energía por debajo del nivel de Fermi, que viene dada por:

$$n = \int_0^{E_F} g(E) \cdot dE \quad (3.4a)$$

De acuerdo con el argumento de Pippard (*Pippard 65*), propuesto ya en 1965, por el que la probabilidad de dispersión es proporcional al número de estados a los cuales el electrón puede ser dispersado, n_e y $1/\tau$ son proporcionales a la densidad de estados en el nivel de Fermi $g(E_F)$ y tenemos:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{g(E_F)}{g_0}, \quad (3.7)$$

o lo que es lo mismo,

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \left(1 + \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \right) \quad (3.8)$$

y para el número de electrones

$$n_{eff} = n_0 \cdot \frac{g(E_F)}{g_0}, \quad (3.5)$$

o bien,

$$n_{eff} = n_0 \cdot \left(1 + \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \right) \quad (3.6)$$

de (3.5) y de (3.7) tenemos que

$$n_{eff} \cdot \tau = n_0 \cdot \tau_0 \quad (3.11)$$

donde la densidad de estados $g(E_F)$ al nivel de Fermi se ha considerado descompuesta en dos partes, la densidad de estados a campo nulo, g_0^{\S} , y la parte oscilatoria, $\Delta g(E_F)^{\S\S}$. Para obtener la expresión final del tensor de magnetoconductividad y de magnetorresistividad se requiere calcular los términos $\frac{\Delta g(E_F)}{g_0}$ y $\frac{\partial n}{\partial B}$. Para ello necesitamos la expresión de la densidad de estados.

La expresión que se obtiene para la densidad de estados al nivel de Fermi y a temperatura cero de acuerdo con las hipótesis del modelo, es (Isihara 86):

$$g(E_F) = g_0 \cdot \left(1 + 2 \cdot \sum_{a=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi \cdot a}{\omega_c \tau_q}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot a \cdot E_F}{\hbar \omega_c} - \pi a\right) \right) \quad (3.9)$$

donde el parámetro a es el índice del armónico considerado y no se tiene en cuenta el spin del electrón.

Esta expresión de la densidad de estados produce una serie de niveles de Landau, separados en $\hbar \omega_c$, como es preceptivo para un GE2D bajo un campo magnético. Sin embargo, no es una sucesión de picos δ como sucedería en el caso ideal, sino que se trata de una serie de niveles ensanchados debido a impurezas y defectos (figura 2.6).

El término $\exp(-\pi a / \omega_c \tau_q)$, “término de anchura”, es el responsable del ensanchamiento de los niveles, está expresado en función de un tiempo característico del problema, τ_q , al que llamaremos tiempo de vida cuántico, del que hablaremos en el siguiente apartado, para distinguirlo del tiempo de vida de transporte o tiempo de vida clásico, τ_0 . Ahora ya podemos obtener los términos $\frac{\Delta g(E_F)}{g_0}$ y $\frac{\partial n}{\partial B}$.

^{\S} Recordemos que $g_0 = m^* / \pi \hbar^2$ y $E_F = n_{eff} \pi \hbar^2 / m^*$.

^{\S\S} $g(E_F) = g_0 + \Delta g(E_F)$.

El primero de ellos es

$$\frac{\Delta g(E_F)}{g_0} = 2 \cdot \sum_{a=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi \cdot a}{\omega_c \tau_q}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot a \cdot E_F}{\hbar \omega_c} - \pi a\right) \quad (3.9a)$$

y el segundo

$$\frac{\partial n}{\partial B} = \frac{\partial}{\partial B} \int_0^{E_F} g(E) \cdot dE \quad (3.9b)$$

resolviendo esta expresión, suponiendo el tiempo de vida τ_q , que aparece en la ecuación (3.9a), independiente de la energía, se obtiene (Isihara 86):

$$\frac{\partial n}{\partial B} = \frac{e}{m^*} \cdot \frac{n_0}{\omega_c} \cdot \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \quad (3.12)$$

donde se han eliminado dos términos de pequeño valor suponiendo que $E_F \gg \hbar/\tau_q$ y $E_F \gg \hbar\omega_c$.

Como el rango de campo magnético es bajo y medio, $\omega\tau \leq 1$, solo el primer armónico en la suma es significativo, $a = 1$, y además se cumple que $\Delta g/g_0 < 1$. Así pues, teniendo en cuenta las ecuaciones 3.1, 3.2, 3.3, 3.10 y 3.12 obtenemos

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{1 + \omega_c^2 \tau_0^2} \left(1 + \frac{2\omega_c^2 \tau_0^2}{1 + \omega_c^2 \tau_0^2} \cdot \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \right) \quad (3.13)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{\sigma_0 \cdot \omega_c \tau_0}{1 + \omega_c^2 \tau_0^2} \left(1 - \frac{1 + 3\omega_c^2 \tau_0^2}{\omega_c^2 \tau_0^2 \cdot (1 + \omega_c^2 \tau_0^2)} \cdot \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \right) \quad (3.14)$$

invirtiendo el tensor de magnetoconductividad, podemos obtener las componentes de magnetorresistividad que, si mantenemos solo los términos lineales en $\Delta g/g_0$ llegamos a

$$\rho_{xx} = \frac{1}{\sigma_0} \left(1 + 2 \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \right) \quad (3.15)$$

$$\rho_{xy} = \frac{\omega_c \tau_0^2}{\sigma_0} \left(1 - \frac{1}{\omega_c^2 \tau_0^2} \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \right) \quad (3.16)$$

Estas expresiones para el tensor de magnetoconductividad y magnetorresistividad son validas solo a $T = 0$. Sin embargo las medidas siempre se realizan a temperatura finita y se debe introducir los efectos de la temperatura en el cálculo. Dichos efectos producen sobre la parte oscilatoria de la densidad de estados un amortiguamiento dado por el término (*Shoenberg 84*),

$$R_T = \frac{X}{\sinh(X)} \quad (3.17)$$

siendo $X = 2\pi^2 a \kappa_B T / \hbar \omega_c$ y k_B es la constante de Boltzmann, obteniéndose:

$$\langle g(E_F) \rangle = g_0 \cdot \left(1 + 2 \cdot \sum_{a=1}^{\infty} \exp\left(-\frac{\pi \cdot a}{\omega_c \tau_0}\right) \cdot R_T \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot a \cdot E_F}{\hbar \omega_c} - \pi a\right) \right) \quad (3.18)$$

Ahora $\langle g(E_F) \rangle$ es la ocupación de los estados a una temperatura finita T . El amortiguamiento producido en la ocupación de los estados, arrastra a un amortiguamiento en las oscilaciones del tensor de magnetoconductividad y magnetorresistividad, y vendrán por tanto afectadas de la misma forma por el factor reductor R_T , lo que queda patente sin más que cambiar $\frac{\Delta g(E_F)}{g_0}$ por $\frac{\langle \Delta g(E_F) \rangle}{g_0}$ en la ecuaciones 3.13, 3.14, 3.15 y 3.16.

El modelo de magnetoconductividad que hemos descrito, reproduce el comportamiento experimental y permite obtener los parámetros indicados más arriba, como veremos en los capítulos 7 y 8, en el rango de bajo campo magnético (*Coleridge 89*).

3.2.2.- CONSIDERACIONES SOBRE EL TIEMPO DE VIDA EN LAS EXPRESIONES DE LA MAGNETOCONDUCTIVIDAD

Desde un punto de vista semiclásico el movimiento de arrastre de los electrones en el canal de conducción debido a la intervención de campos externos se ve interrumpido por las

interacciones que sufren con las impurezas, defectos, otros electrones, etc. y que vienen caracterizados por el tiempo medio entre colisiones (τ_0), parámetro típico del transporte electrónico y que denominaremos tiempo de relajación, tiempo de vida de transporte o tiempo de vida clásico. Siguiendo con la imagen semiclásica, cuando hay un campo magnético aplicado y éste es pequeño, el tiempo entre colisiones es menor que el periodo de rotación del electrón en su órbita ciclotrón. En este caso no se pueden efectuar órbitas completas y los procesos de relajación cobran una gran importancia, dominando el transporte.

Existe otro tiempo característico τ_q , que denominaremos tiempo de vida cuántico. Es un tiempo de vida del electrón en el nivel de Landau donde se encuentra. Aparece a campos magnéticos más altos, cuando el electrón puede efectuar varias órbitas antes de ser dispersado, manifestándose los efectos de cuantización de la órbita, generados por la acción del campo magnético. Este tiempo está relacionado con el ensanchamiento de los niveles de Landau.

El valor que adquiere el tiempo de vida cuántico, τ_q , para potenciales de impurezas de corto alcance, coincide con el valor del tiempo de vida de transporte, τ_0 (Harrang 85), eso ocurre en muestras como las MOSFET de Si donde el canal de conducción está situado en el mismo lugar que las impurezas. Por lo tanto en este caso aplicando el modelo de Isihara y Smrcka se puede caracterizar una muestra con los valores obtenidos a campo nulo.

No ocurre lo mismo en las muestras de AlGaAs/GaAs o AlGaAs/InGaAs donde el canal de conducción está separado de las impurezas donantes y dominan los potenciales de mas largo alcance. Se obtiene en este caso valores de τ_q , que pueden ser un orden de magnitud inferior a los de τ_0 (Fang 88). Este hecho se puede emplear como punto de partida para determinar el tipo de scattering dominante en una muestra dada (Harrang 85).

La expresión de la componente diagonal de la magnetorresistividad transversal (3.15) indica que la parte oscilatoria de dicha resistividad puede ponerse como[§]

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{2\rho_0} = \frac{\langle \Delta g(E_F) \rangle}{g_0} \quad (3.19)$$

[§] dicho de otra forma, la parte oscilatoria de la magnetorresistividad diagonal es proporcional a la densidad de estados.

que para el caso que estamos considerando, rango bajo y medio de campo y utilizando solo un armónico para la expresión de la parte oscilatoria de la ocupación de los estados a temperatura T, llegamos a:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{2\rho_0} = 2 \cdot \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \cdot \frac{X}{\sinh(X)} \quad (3.20)$$

que nos permitirá obtener el tiempo de vida cuántico, τ_q como veremos en el capítulo 8, y la masa efectiva de los electrones de conducción, m^* , lo que veremos en el capítulo 7, a partir de las oscilaciones de la magnetorresistividad diagonal.

3.2.3.- EXTENSIÓN DEL MODELO DE ISIHARA Y SMRCKA (URBINA 96).

Podemos extender el estudio de las magnetoconductividades y magnetorresistividades a un rango mas amplio del campo magnético siguiendo la extensión al modelo de Isihara y Smrcka de Urbina (*Urbina 96*). Este modelo parte de las mismas hipótesis que el de Isihara y Smrcka, utiliza también la aproximación CPA pero añade modificaciones significativas que permiten ampliar el rango del campo magnético.

Para llegar a las expresiones finales Urbina toma como densidad de estados un sistema de picos Gaussianos que a temperatura cero nos da la expresión:

$$g(E) = \frac{m^*}{2\pi \hbar^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{a=1}^{\infty} R_s R_r \cos \left[2a\pi \left(\frac{E}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \quad (3.21)$$

donde ahora se tiene en cuenta el spin del electrón a través del factor R_s ,

$$R_s = \cos\left(\frac{1}{2}\pi a g_s \frac{m^*}{m_0}\right) \quad (3.22)$$

siendo a el índice del armónico y g_s es el factor de spin-splitting. Este término tiene en cuenta el factor de reducción debida al spin del electrón que a bajo campo no era necesario tener en cuenta,

pero ahora al considerar campos más altos se le debe incluir, ya que puede ser notable su efecto. R_Γ , es el término de anchura, representa la influencia en la densidad de estados de la forma de los niveles de Landau. Para niveles Gaussianos toma la forma, de acuerdo con Raikh y Shahbazyan (*Raikh 93*),

$$R_\Gamma = \exp\left(-\frac{2\pi^2 \Gamma^2 a^2}{\hbar^2 \omega_c^2}\right) \quad (3.23)$$

Las expresiones iniciales para σ_{xx} y σ_{xy} son las mismas que en el modelo de Isihara y Smrcka ecuaciones 3.1, 3.2, 3.3, y 3.4

Veamos el resultado que se obtiene con estas expresiones aplicadas a temperatura finita. Debemos tener en cuenta en ese caso, la ocupación de los estados al nivel de Fermi que viene dado por

$$\langle g(E) \rangle = \frac{m^*}{2\pi \hbar^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{a=1}^{\infty} R_s R_T R_\Gamma \cos \left[2a\pi \left(\frac{E}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \quad (3.24)$$

donde se ha incluido el término R_Γ (ec. 3.17), que da cuenta del amortiguamiento de la parte oscilatoria debido a la temperatura. Ahora debemos poner, de acuerdo con (ec. 3.5 y ec. 3.7),

$$n_{eff} = n_0 \cdot \frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} \quad (3.25)$$

y

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} \quad (3.26)$$

obteniendo para las componentes de la magnetoconductividad:

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau_0^2 \left(\frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} \right)^{-2}} \quad (3.27)$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^I + \sigma_{xy}^{II} \quad (3.28)$$

$$\sigma_{xy}^I = -\omega_c \tau_0 \left(\frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} \right)^{-1} \sigma_{xx} \quad (3.29)$$

$$\sigma_{xy}^{II} = -e \frac{\partial}{\partial B} \int_0^{E_F} g(E) dE \quad (3.30)$$

Vemos que σ_{xx} y σ_{xx}^I son funciones de la ocupación de los estados al nivel de Fermi y de los parámetros m^* , τ_0 y n_0 . Sin embargo, σ_{xx}^{II} es función de todas las energías por debajo del nivel de Fermi y que aparecen en ese nivel en el borde de la muestra (*Halperin 82*) dando lugar a los estados de borde. De acuerdo con esta interpretación la contribución al transporte de los estados de borde queda recogida en el término σ_{xx}^{II} .

El cálculo de este término a temperatura finita, requiere resolver la expresión (3.30) con la densidad de estados dada por (3.24), suponiendo que Γ no depende de la energía. Después se introduce la temperatura de acuerdo con:

$$\sigma_{xy}^{II}(E_F, T) = - \int_0^T \frac{\partial f(E)}{\partial E} \sigma_{xy}^{II}(E, 0) dE \quad (3.31)$$

siendo $f(E)$ la función de distribución de Fermi (*Smrcka 77*). Se obtiene σ_{xy}^{II} como suma de tres términos:

$$\sigma_{xy}^{II}(E, T, B) = \sigma_{xy}^{II1} + \sigma_{xy}^{II2} + \sigma_{xy}^{II3} \quad (3.32)$$

donde

$$\sigma_{xy}^{II1} = \frac{e^2}{h} \sum_{a=1}^{\infty} R_s R_T R_{\Gamma} \frac{4E_F}{\hbar\omega_c} \cos \left[2\pi a \left(\frac{E_F}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (3.33)$$

$$\sigma_{xy}^{II2} = -\frac{e^2}{h} \sum_{a=1}^{\infty} R_s R_T R_{\Gamma} \frac{2}{\pi a} \cos \left[2\pi a \left(\frac{E_F}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (3.34)$$

$$\sigma_{xy}^{II3} = -\frac{e^2}{h} \hbar\omega_c \sum_{a=1}^{\infty} R_s R_T \frac{\partial R_{\Gamma}}{\partial (\hbar\omega_c)} \frac{2}{\pi a} \cos \left[2\pi a \left(\frac{E_F}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \quad (3.35)$$

En la figura 3.1 podemos ver los resultados de aplicar las expresiones de σ_{xx} y σ_{xy} en distintas condiciones.

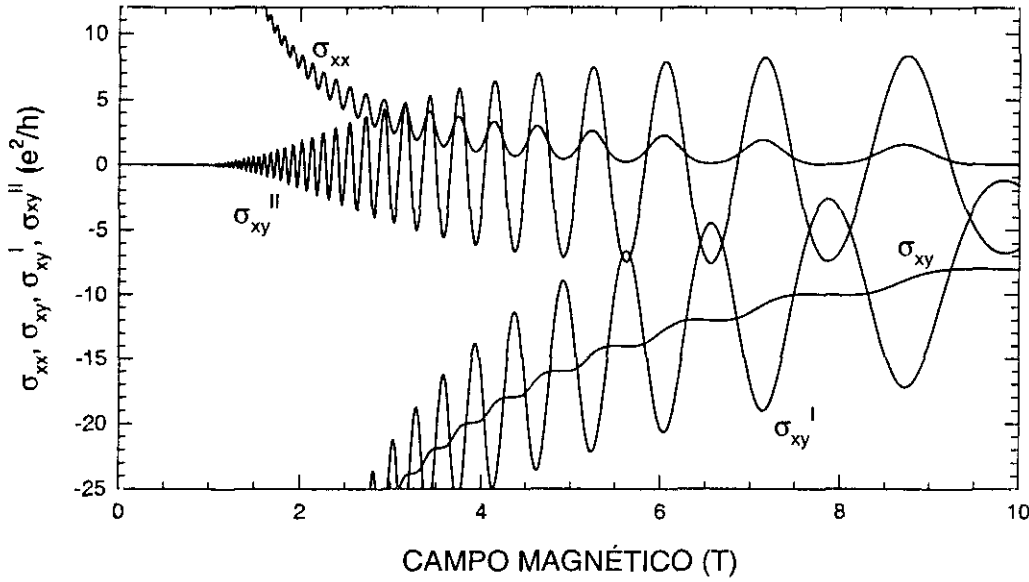


Figura 3.1. Representación de las magnetoconductividades calculadas, σ_{xx} , σ_{xy} y las componentes de σ_{xy} , σ_{xy}^I y σ_{xy}^{III} de acuerdo con las ec. 3.27 a 3.35, el cálculo se realizó suponiendo $T = 2$ K, $n_e = 1.90 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$, $m^* = 0.080 \cdot m_0$ y $\tau_0 = 1 \text{ ps}$.

Invirtiendo, obtenemos las componentes ρ_{xx} y ρ_{xy} , lo que nos permite comparar directamente con los resultados experimentales y obtener τ_q , como veremos en el capítulo 8. La masa efectiva la podemos obtener usando la expresión:

$$\rho_{xx} \propto (g(E_F))^2 \quad (3.36)$$

que relaciona la componente diagonal de la magnetorresistividad con la densidad de estados al nivel de Fermi, válida cuando la probabilidad de dispersión es proporcional a la densidad de estados tal como se supone en (3.26), ésta expresión ha sido ya empleada por varios autores, véase por ejemplo, (Haug 87, 89, Coleridge 94, Díaz-Paniagua 99a, 99b). Nosotros la utilizaremos para temperatura finita, de la siguiente forma:

$$\frac{\rho_{xx}}{\rho_0} = \left(\frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} \right)^2 \quad (3.37)$$

en la figura 3.2 puede verse la curva experimental de ρ_{xx}/ρ_0 y la obtenida con la expresión (3.37) utilizando la ocupación de los estados dada por (3.21).

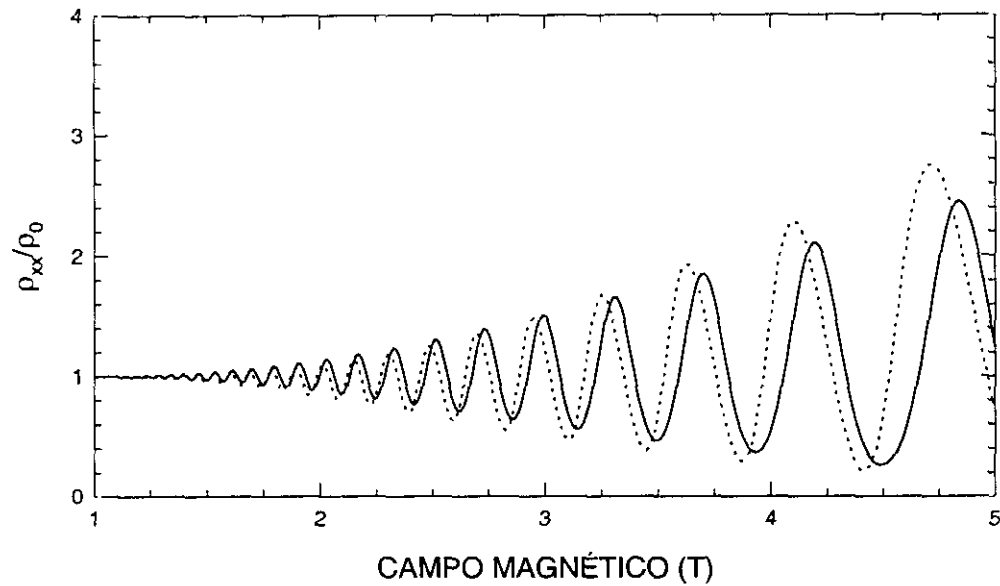


Figura 3.2. Se muestran los valores experimentales ρ_{xx}/ρ_0 de la muestra K4, efectuados a $T = 4.2$ K y los valores calculados, mediante el modelo mencionado en el texto, de $\langle g(E_F) \rangle / g_0^2$.

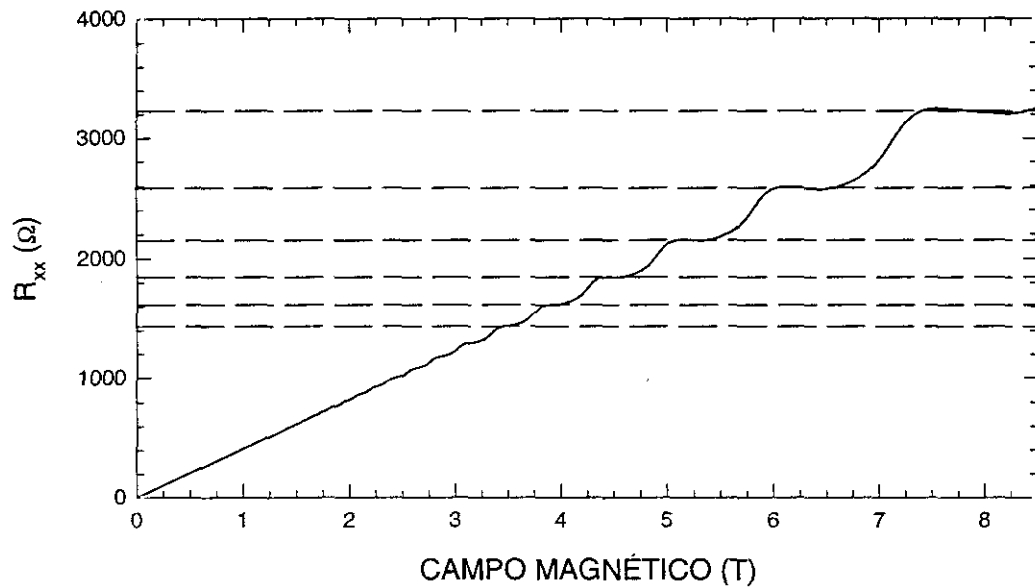


Figura 3.3. Valores calculados, en las mismas condiciones que en la figura anterior, de R_{xy} a partir del modelo que se describe en el texto.

El modelo reproduce bien las características fundamentales de la magnetorresistencia transversal, dando los plateaus del efecto Hall cuántico a los valores esperados (figura 3.4). No

obstante, a alto campo magnético está limitado al no tener en cuenta la influencia de la localización en la expresión de la densidad de estados y no modificar la hipótesis sobre la forma analítica de los niveles de Landau, en este rango la forma de los niveles deja de ser analítica (*Coleridge 94*).

A causa de esta limitación del modelo surgen discrepancias entre los datos experimentales y los resultados del cálculo en los puntos que no corresponden a los máximos de las oscilaciones (en las colas de los niveles de Landau), donde es más patente la influencia del efecto de localización.

3.2.4.- FORMA DE LOS NIVELES DE LANDAU

En general la forma de los niveles de Landau no será analítica, sino que dependerá de la muestra que se esté estudiando. La forma vendrá determinada por la estructura, las impurezas y los defectos presentes. No obstante para extraer los parámetros característicos por medio de un análisis experimental, hemos de suponer un forma analítica concreta.

Para el caso de campos magnéticos bajos y medios, se supone un perfil lorentziano con ancho constante (*Isihara 86, Coleridge 89, 90, 91*) y en el caso de campos magnéticos altos, supondremos un perfil Gaussiano (*Gerhardt 75, Raikh 93, Coleridge 94*) con ancho dependiente del campo magnético. El ancho de los niveles de Landau viene dado por el parámetro Γ , que corresponde al semiancho a la semialtura de los picos.

• Perfil lorentziano

El “ancho” de los niveles para este caso viene dado por

$$\Gamma = \frac{\hbar}{2\tau_q} \quad (3.38)$$

lo que supone un ancho constante e independiente del campo magnético. El término de anchura es

$$R_r = \exp\left(-\frac{2\pi \Gamma a}{\hbar\omega_c}\right) \quad (3.39)$$

• Perfil Gaussiano

El “ancho” de los niveles para este caso viene dado por (Coleridge 94)

$$\Gamma^2 = \frac{\hbar}{2\pi \tau_q} \hbar\omega_c \quad (3.40)$$

implica un aumento del ancho de los niveles con el campo magnético $\Gamma \propto \sqrt{B}^{\S}$, siendo τ_q constante. El término de anchura es

$$R_r = \exp\left(-\frac{2\pi^2 \Gamma^2 a^2}{\hbar^2 \omega_c^2}\right) \quad (3.41)$$

3.2.5.- EXPRESIÓN DE LA MAGNETORRESISTENCIA DE “PICO” PARA CAMPOS MAGNÉTICOS ALTOS

Los valores calculados con la extensión al modelo de Isihara y Smrcka de Urbina, presentan discrepancias con los obtenidos experimentalmente al considerarlos en el rango de alto campo magnético, por lo que se hace necesario llevar a cabo un tratamiento distinto, limitando su estudio a los picos de los niveles de Landau. No podremos calcular los valores de la magnetoconductividad para todo valor del campo magnético en este rango, pero aún así nos será posible obtener el valor del tiempo de vida cuántico, τ_q como describimos a continuación.

A alto campo magnético en un GE2D, Ando et al (Ando 74b) encuentran que los valores de pico de la magnetoconductividad diagonal, σ_{xx} , varían de manera proporcional a $2n_l + 1$, donde n_l es el índice del nivel de Landau. Esto supone una variación inversamente proporcional a B. La hipótesis principal de Ando et al es la de suponer que en las condiciones de alto campo la

^{\S} A este mismo resultado llegan por una parte Ando (Ando 74) con supuestos distintos, empleando la aproximación autoconsistente de Born (SCBA) con niveles de tipo semi-elíptico y por otra Raikh y Shahbazyan suponiendo niveles Gaussianos y potenciales aleatorios suaves.

conducción se lleva a cabo por medio de un proceso de difusión “cuántica”, que obedece a la expresión:

$$\sigma_{xx} = e^2 D^* g(E_F) \quad (3.42)$$

siendo D^* la constante de difusión,

$$D^* = \frac{R_c^2}{\tau} \quad (3.43)$$

donde R_c es el radio ciclotrón $R_c = \sqrt{2 \left(n_l + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar}{eB}}$, τ el tiempo de difusión, el cual se supone igual al tiempo de transporte a campo magnético B . $g(E_F)$ corresponde a la densidad de estados al nivel de Fermi.

Siguiendo los argumentos de Ando et al, Coleridge et al (*Coleridge 94*) para muestras de alta movilidad y niveles de Landau Gaussianos, encuentran para la magnetorresistividad de pico

$$\rho_{xx}^{pico} = \frac{g_s}{2} \frac{B}{ne} \frac{\tau_q}{\tau_0} \quad (3.44)$$

donde g_s , indica que la degeneración de spin, es 1 o 2 dependiendo de si el spin-splitting está resuelto o no. Esto implica un crecimiento lineal de los máximos de ρ_{xx} frente a B , comportamiento netamente distinto que el que se da a campos más bajos. En la figura 3.4 mostramos dicho comportamiento para la muestra S1. Para llegar a la expresión (3.44) se hacen las siguientes consideraciones:

• Para una muestra cualquiera se cumple que

$$\rho_{xx} = \sigma_{xx} \left(\rho_{xy}^2 + \rho_{xx}^2 \right) \quad (3.45)$$

pero en muestras de alta movilidad, $\frac{\rho_{xx}}{\rho_{xy}} \ll 1$ y podemos poner

$$\rho_{xx} \approx \sigma_{xx} \rho_{xy}^2 \quad (3.46)$$

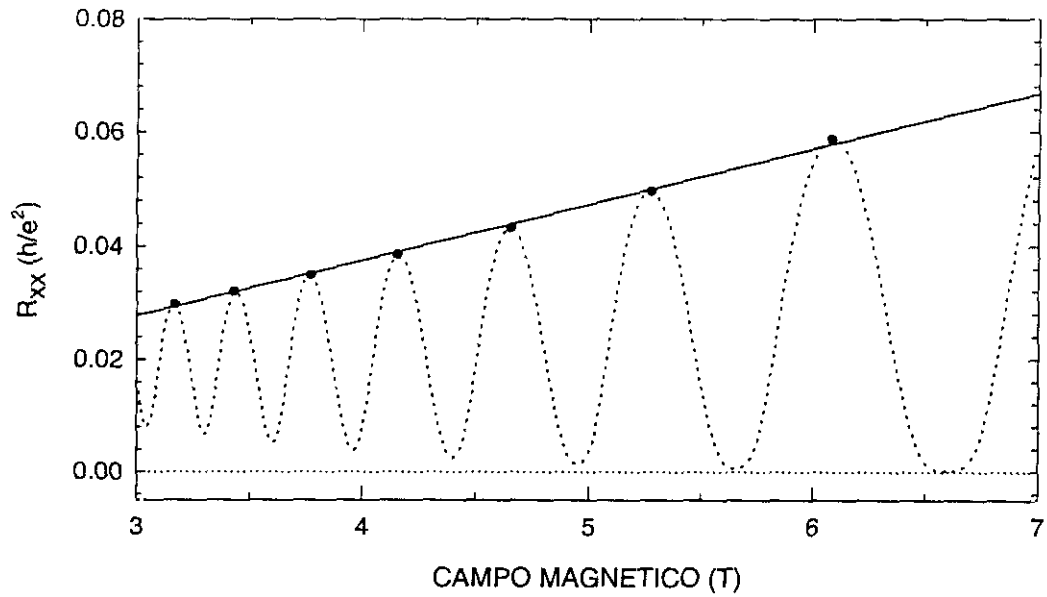


Figura 3.4. Comportamiento lineal de los máximos de R_{xx} en la muestra S1. La medida se efectuó a 2.1 K y a una tensión de puerta de 0.5 V.

• Si consideramos niveles de Landau Gaussianos (*Raikh 93*) el máximo de la densidad de estados al nivel de Fermi, que se da en el centro de cada nivel es,

$$g^{pico}(E_F) = \frac{1}{2\pi l^2} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\Gamma} \quad (3.47)$$

donde l es la longitud magnética $\left(l = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}\right)$ y Γ es el ancho del nivel. Para una forma Gaussiana (*Coleridge 94*) tenemos

$$\Gamma^2 = \frac{\hbar^2 \omega_c}{2\pi \tau_q} \quad (3.48)$$

• De acuerdo con el argumento de Pippard

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \frac{g(E_F)}{g_0}, \quad (3.49)$$

τ_0 y g_0 son los valores del tiempo de vida y la densidad de estados a campo magnético cero.

Podemos expresar la relación de la magnetorresistividad de la siguiente forma:

$$\frac{\rho_{xx}^{pico}}{\rho_0} = \omega_c \tau_q \quad (3.50)$$

donde hemos tomado g_s como 2, ya que en nuestras muestras no se observa desdoblamiento de spin en las condiciones de medida en que aplicamos la ecuación anterior. La expresión (3.50) es equivalente a la (3.44) y nos permite evaluar τ_q sin considerar de manera explícita la relación de aspecto de la muestra.

Emplearemos una expresión derivada de la (3.50), que veremos en el capítulo 8, para obtener el tiempo de vida cuántico τ_q , haciendo un ajuste lineal de los valores de pico experimentales de la magnetorresistividad frente al campo magnético.

CAPÍTULO 4

DESCRIPCIÓN EXPERIMENTAL

En este capítulo explicaremos la técnica experimental que se ha aplicado en esta tesis dando los procedimientos de medida. Se indicarán los medios auxiliares empleados para su preparación, los cuales tienen como objetivo situar el espacio de la muestra en condiciones controladas de temperatura y a la propia muestra en disposición de ser medida. Se describirá el equipo de medida y control que permiten definir un proceso y efectuar las medidas correspondientes, las cuales se realizarán de manera automatizada, con la ayuda de un programa de ordenador diseñado al efecto. Una vez lanzado un proceso, el equipo de medida se encarga, de manera autónoma y en tiempo real, de la adquisición y registro de los datos sobre los que se realizará posteriormente un tratamiento, análisis e interpretación.

4.1.- Principio de la medida.

Se mide la resistencia a cuatro hilos[§] de una muestra donde hay un gas de electrones bidimensional, del cual queremos extraer alguna de sus propiedades bajo condiciones muy determinadas, que quedarán definidas por medio de la instrumentación descrita más adelante en este capítulo.

Las condiciones de medida se definen del modo siguiente: **se inyecta una corriente eléctrica**^{§§} continua en la muestra con un valor que surge del compromiso entre la relación señal/ruido y la disipación desarrollada, **se establece una temperatura** por medio de un foco frío,

[§] Técnica de las cuatro puntas.

^{§§} Otras técnicas imponen un campo eléctrico (diferencia de potencial) en los extremos de la muestra en lugar de una corriente eléctrica.

el recinto de la muestra y un foco caliente, el calefactor en el portamuestras, **se aplica un campo magnético**, fijo o variable, pero siempre perpendicular a la muestra y por último se selecciona **un número de electrones** por la aplicación de una tensión de puerta. Una vez impuestas las condiciones en la muestra se mide la diferencia de potencial entre dos puntos situados a lo largo de la muestra, V_L , o en la dirección transversal, V_H . Con una medida del primer tipo obtenemos la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal, R_{xx} , y con la del segundo tipo obtenemos la componente no-diagonal o Hall de dicha magnetorresistencia, R_{xy} o R_H .

El modo en que se mide la diferencia de potencial es el de “medida directa” o “medida DC”, que tiene la ventaja respecto a otros (corriente portadora o PSD, p.e. mediante lock-in amplifier), de su sencillez y la ausencia de la fase de tratamiento de la señal (demodulación, filtrado, etc.). Puede presentar los inconvenientes de la deriva del nivel de referencia, desplazamiento del cero (presencia de offset) y estar expuesto a la presencia de ruido en la cadena de medida. En nuestro caso el tipo de muestras, las propiedades a medir y la configuración de nuestro sistema experimental aconsejan el procedimiento de la medida directa.

Hay varias disposiciones geométricas que se pueden utilizar para la medida de la magnetorresistencia, las mas empleadas son la “barra Hall” (figura 4.1), que permite medir tanto R_{xx} como R_{xy} . Esta disposición geométrica es la empleada en las aplicaciones metrológicas del efecto Hall cuántico. La denominada “disco de Corbino” con simetría circular (figura 4.2), permite medir directamente la componente diagonal de la magnetoconductividad transversal, pero no es posible medir la componente Hall.

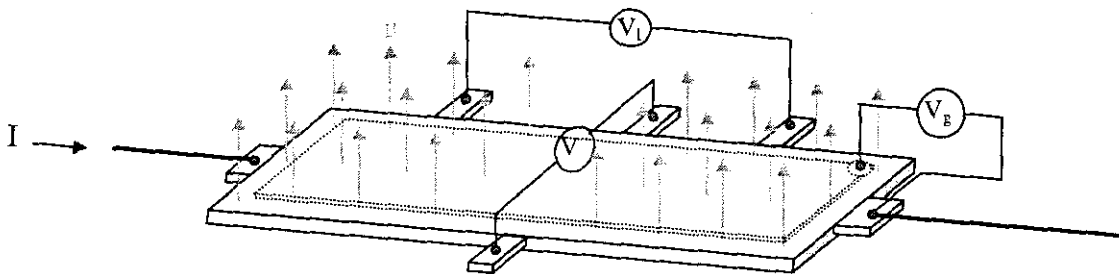


Figura 4.1.- Representación esquemática de una “barra Hall” con la configuración de los contactos para medir la magnetorresistencia transversal diagonal (R_{xx}) y Hall (R_{xy} o R_H); se incluyen los contactos de la puerta

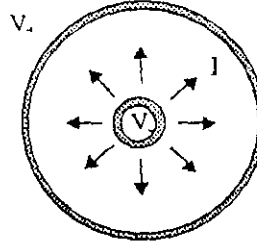


Figura 4.2.- Geometría de disco de Corbino. Con esta configuración es posible medir directamente la magnetoconductividad transversal diagonal (σ_{xx}) pero es imposible medir la magnetoconductividad Hall (σ_{xy})[§]. En el dibujo se representa esquemáticamente la líneas de flujo de electrones en una muestra homogénea. Los contactos que están en los bordes exterior e interior de la muestra, son líneas equipotenciales.

Las muestras estudiadas en esta tesis, tienen geometría de “barra Hall”. Tienen forma rectangular de longitud L , y anchura A y tienen depositada una puerta metálica en la parte superior para el control de la densidad electrónica en el gas de electrones bidimensional. La corriente se inyecta en la dirección longitudinal, la dirección de L , y la medida de la diferencia de potencial en las direcciones longitudinal (V_L) y transversal (V_H) se transforman a magnetorresistencia transversal diagonal (R_{xx}) y magnetorresistencia Hall (R_{xy}) empleando el valor de la corriente eléctrica que pasa por la muestra.

Considerando que la densidad de corriente sea uniforme y longitudinal, y que el campo eléctrico E , sea también uniforme y con una componente (el campo Hall) perpendicular a la corriente^{§§}, la densidad de corriente será: $j = I/A$ y el campo eléctrico longitudinal $E_L = V_L/L$. La resistencia longitudinal será entonces

$$R_{xx} = V_L/I = \rho_{xx}(L/A) \quad (3.1)$$

y la resistencia Hall

$$R_{xy} = R_H = V_H/I = \rho_{xy} \quad (3.2)$$

[§] Paradójicamente algunos autores justifican el efecto Hall cuántico con base en esta geometría a pesar de que no se puede medir experimentalmente en este tipo de muestras.

^{§§} Se puede hacer esta aproximación si la longitud de la muestra L , es grande comparada con la anchura A , y las conexiones están lejos de los extremos de la muestra.

En las expresiones anteriores de las resistencias longitudinal y Hall no interviene la distribución de la corriente eléctrica aunque, si la geometría no es la ideal, los contactos no son puntuales, etc. , es de suponer que se deba llevar a cabo pequeñas correcciones geométricas

En el GE2D, la magnetorresistencia Hall[§], R_{Hl} , es independiente del tamaño de la muestra (Ec. 3.2), pero la magnetorresistencia transversal diagonal, R_{xx} , depende de ella (Ec.3.1), por lo que para realizar un análisis de los parámetros ligados a esta resistencia, fundamentalmente la masa efectiva y los tiempos de vida, hay dos opciones, una es transformar los resultados experimentales de magnetorresistencias a magnetoconductividades (o magnetorresistividades) eliminando así los efectos de tamaño y forma como primer paso y después obtener los parámetros teóricos indicados tras el ajuste a los resultados experimentales. Otra opción es transformar los cálculos teóricos, que nos proporcionan magnetoconductividades o magnetorresistividades, a cálculos de magnetorresistencias, tras introducir los parámetros geométricos, lo que nos permite la comparación directa con los datos experimentales. Se han empleado ambos métodos en el tratamiento y análisis de los resultados experimentales.

4.2.- Descripción del sistema experimental.

El sistema experimental está estructurado en sistemas parciales con funciones perfectamente separadas y complementarias constituyendo un sistema abierto, enumeramos ahora brevemente estos subsistemas, posteriormente los describiremos más detenidamente : **1) El sistema de vacío y el sistema criogénico** permiten bajar la temperatura de la bobina superconductora a fin de producir el campo magnético principal por una parte y situar a la muestra en condiciones de temperatura controlada por otra. **2) La bobina** superconductora y su fuente de alimentación permiten aplicar campos magnéticos definidos de manera puntual o en forma de barrido a distintas velocidades. **3) El controlador de temperatura** mide la temperatura de la muestra y regula su valor de acuerdo con el programa introducido en su memoria, lo que se hace de manera manual, permitiendo rampas o mesetas de temperatura. **4) El portamuestras** está diseñado de manera que cumple tres requisitos, situar a la muestra en el llamado espacio de la muestra, situar un termómetro que nos proporciona la temperatura de la muestra, suficientemente próximo a ella para minimizar posibles

[§] A lo largo de la tesis nos referiremos indistintamente a la componente Hall de la magnetorresistencia transversal o componente transversal no-diagonal.

errores y situar una resistencia calefactora para la regulación de la temperatura en el espacio de la muestra. En su parte superior hay incorporados dos conectores con 20 puntos de conexión que unen los tres elementos citados (muestra, termómetro y resistencia calefactora) a los equipos correspondientes. **5) La electrónica de medida**, entendemos con esta expresión el conjunto de tres equipos: fuente de corriente de la muestra, fuente de tensión de la muestra y nanovoltímetro. Se emplean para establecer la corriente que debe atravesar la muestra (I), la tensión de puerta (V_g) para controlar el número de electrones en el canal bidimensional y para medir la tensión longitudinal (V_l) y tensión Hall (V_H) que aparece en la muestra.

En la figura (4.3) se muestran de forma esquemática los diferentes equipos que conforman el sistema. La conexión entre ellos se realiza por medio de dos tipos de enlace, uno serie (RS-232) y el otro paralelo (IEEE-488), con una función doble en ambos casos. Son la vía por donde fluyen los comandos de control a los equipos y los datos adquiridos por éstos. El origen del control y el destino de los datos se encuentra en el ordenador mencionado anteriormente, donde residen un conjunto de programas que fueron diseñados al efecto. A continuación se describirán brevemente las características de cada sistema parcial de acuerdo con los fines que tiene cada uno en el sistema experimental.

4.2.1.- Sistema de vacío.

Este sistema consta de tres líneas y tres recintos de vacío. El recinto de vacío exterior, diseñado para aislar del ambiente el depósito de nitrógeno líquido. El recinto de vacío interior, diseñado para aislar el depósito del helio líquido de sus alrededores, para conseguir el vacío en estos dos recintos empleamos una bomba turbomolecular y una bomba primaria rotatoria. El tercer recinto de vacío lo constituye el contracriostato. En su línea hay conectada una bomba rotatoria que se emplea cuando se quiere regular la temperatura de la muestra como indicaremos mas adelante en 4.2.4. Todo el equipo de vacío, bombas e indicadores, está fabricado por la casa Leybold.

Las bombas empleadas en las tres líneas son las siguientes: TURBOVAC 150 CSV, es una bomba turbomolecular con el eje dispuesto verticalmente, que con un rotor de aluminio y velocidad de régimen de 50000 r.p.m., permite alcanzar un vacío del orden de 10^{-10} mbar. La bomba está refrigerada por agua (también podría ser por aire), la lubricación es de aceite y el control de alimentación y funcionamiento se realiza mediante el módulo TURBOTRONIK. Este módulo convierte la frecuencia de la red eléctrica a la de funcionamiento de la bomba suministrándole una potencia proporcional a la velocidad de giro del rotor para su protección frente a sobrecargas, lo que se hace de forma automática. Ésta bomba no puede trabajar contra la atmósfera por lo que requiere una bomba primaria, para ello disponemos de una bomba rotatoria, TRIVAC BHV5, con una capacidad de bombeo de $5\text{m}^3/\text{h}$, que puede alcanzar una presión inferior a $8 \cdot 10^{-5}$ mbar. Como bomba auxiliar para el bombeo de los recintos de los líquidos criogénicos tenemos una bomba rotatoria de una etapa TRIVAC D25B, con capacidad de bombeo de $25\text{m}^3/\text{h}$ que consigue presiones por debajo de 10^{-4} mbar, suficiente para vaciar el nitrógeno gas del recinto de la bobina antes de transferir el helio líquido y también para bombear sobre el helio líquido del recinto de la muestra cuando se pretende regular su temperatura. La medición de los vacíos exterior e interior se realiza mediante dos manómetros uno de “bajo vacío” tipo pirani, ($10^3\text{mbar} > p > 1 \cdot 10^{-4}\text{mbar}$) y otro de “alto vacío” de cátodo frío, ($10^{-3}\text{mbar} > p > 1 \cdot 10^{-7}\text{mbar}$). Como nosotros operamos desde la presión atmosférica hasta 10^{-6} mbar, tenemos cubierto el intervalo con estos dos manómetros.

4.2.2.- Sistema criogénico.

El elemento alrededor del cual se sitúa toda la criogénia es un criostato, de OXFORD INSTRUMENTS, que permite enfriar tanto la bobina superconductora como la muestra. El criostato consta de una serie de recintos concéntricos alrededor del eje vertical que pasa por la muestra, esto nos permite crear vacíos de aislamiento entre ellos y la temperatura adecuada en el recinto de la bobina, así como un espacio de temperatura variable en el espacio de la muestra. Existe un recinto sobre el que se efectúa un vacío con una presión inferior a 10^{-6} mbar y que sirve para aislar el recinto de nitrógeno líquido del exterior ($T = 300\text{K}$), así como el recinto de la bobina ($T = 4.2\text{K}$) del recinto de nitrógeno líquido ($T = 77\text{K}$). De la misma forma se aísla el recinto de la bobina del de la muestra. Los recintos se llenarán de la siguiente manera: el más exterior, de nitrógeno líquido, y el de la bobina, primero de nitrógeno líquido (fase de pre-enfriado) y después de helio líquido, ambos tienen acceso directo desde la parte superior del criostato, por las entradas de servicio diseñadas al efecto, que permiten tanto su llenado desde las botellas que contienen los

líquidos criogénicos, como su vaciado mediante bombeo. El recinto de la muestra puede estar vacío, tener una atmósfera de helio gas, introducido por medio de una llave micrométrica, o bien se puede llenar de helio líquido a través de una válvula de aguja manual, desde el recinto de la bobina.

La transferencia de helio líquido desde las botellas criogénicas donde se suministra hasta el criostato, se lleva a cabo mediante un tubo de transferencia de acero inoxidable corrugado que rodea a un segundo tubo interior con un vacío del orden de 10^{-4} Torr. Existen diversos elementos que se acoplan a la caña con el fin de garantizar la correcta transferencia del helio líquido. La ausencia de condensaciones en la superficie exterior se toma como indicación de la buena marcha de la transferencia.

Tanto en la fase de llenado de los recintos de nitrógeno y helio líquidos, como en la fase de operación del sistema, conviene tener señalizado el nivel de ambos líquidos, para ello disponemos de dos indicadores. El indicador de nivel de nitrógeno líquido que da una lectura en porcentaje, de 0 a 100, recibe la señal de un sensor capacitivo que se introduce en el líquido. Las placas del condensador son dos tubos coaxiales, en el tubo exterior se han practicado una serie de agujeros para admitir líquido, de esa forma el dieléctrico es nitrógeno gas y nitrógeno líquido en una relación que depende del nivel en el recinto y por tanto la capacidad del condensador depende de dicho nivel. El indicador de nivel de helio líquido da una lectura, también en porcentaje, de 0 a 100, en este caso el sensor es un hilo superconductor que se introduce en el recinto de helio líquido, la porción de hilo por encima del nivel del líquido se encontrará en estado resistivo y la porción de hilo sumergido en el líquido se encontrará en estado superconductor. En estas condiciones, tras aplicar una corriente eléctrica, la medida del voltaje desarrollado en el hilo indicará que fracción se encuentra por encima de la superficie del líquido.

4.2.3.- Producción del campo magnético principal. Bobina superconductora. **Alimentación de la bobina (control y protecciones)**

La producción del campo magnético principal se consigue mediante una bobina superconductora de OXFORD INSTRUMENTS, con un coeficiente de autoinducción de 26.13 Henrios capaz de alcanzar 12T operando a 4.2K y 13.5 a 2.2K. La bobina está compuesta de dos conjuntos de solenoides concéntricos, montados separadamente pero formando un bloque único. La sección externa está fabricada con un hilo de NbTi, mientras que la interna lo está con uno de

Nb_3Sn . Ambas secciones están construidas en un bastidor que garantiza su estabilidad física y mecánica bajo las fuerzas de Lorentz que se generan durante su uso. La utilización de dos secciones diferentes es necesaria para alcanzar los 12T, ya que el material exterior tiene un campo crítico menor que el interior y por tanto es necesario que la parte interna de la bobina, esté construida con otro material, de campo crítico superior. Esto produce dos problemas, por un lado la mayor fragilidad del segundo material y por otro, el gran aumento de masa de la bobina, lo que hace más costoso su enfriamiento. La razón campo magnético/corriente para la bobina es de 0.1240T/A, consiguiéndose en el centro del solenoide una gran homogeneidad en el campo magnético con fluctuaciones menores del 1 por 1000 dentro de una esfera de 1 cm de diámetro centrada en el centro del solenoide.

La bobina está alimentada por una fuente de corriente de OXFORD INSTRUMENTS modelo PS126, diseñada para trabajar en cortocircuito y por tanto válida para la alimentación de bobinas superconductoras. La fuente de corriente proporciona hasta 120 amperios de corriente continua a un voltaje que puede llegar a 6V, cuando se está aumentando la corriente en la bobina. En el caso contrario, cuando se está disminuyendo la corriente en la bobina es capaz de absorber hasta -5V. La fuente esta compuesta de tres unidades: **La unidad de base**, que contiene los transformadores de potencia y proporciona la corriente continua sin estabilizar, **la unidad de regulación**, que se encarga de estabilizar la entrada que le proporciona la unidad de base y **la unidad de control** que contiene el control basado en la CPU Z80 y la circuitería de barrido. Con las tres unidades se consigue la intensidad de corriente mencionada con un alto grado de estabilidad, se puede programar un valor del campo magnético con una resolución de 12.4G (10mA en la fuente) y en un barrido el paso de un valor del campo al siguiente sería de 2.2G (1.8mA). Se puede operar manualmente o bajo control de un ordenador por medio de su enlace RS-232; nosotros empleamos los dos métodos.

La bobina está equipada con un hilo superconductor que permite mantenerla energizada si se va a trabajar en modo permanente (a campo magnético constante). Si se desea variar el campo magnético, es necesario calentar este hilo, lo que se hace por medio de un circuito de alimentación que reside en la unidad de control de la fuente PS126. Existen resistencias de protección en serie con diodos de barrera en la bobina para limitar el desarrollo de altos voltajes en el caso de una

rápida conversión del estado superconductor al resistivo (quench magnético). Esto permite disipar gran parte de la energía almacenada en el solenoide sobre las resistencias externas y no en la propia bobina, evitando la fusión de los hilos (en estado resistivo) u otros posibles daños.

4.2.4.- Control y medida de la temperatura.

La regulación de la temperatura de la muestra se hace posible por la acción conjunta de varios elementos presentes en el espacio de la muestra. Por una parte el helio líquido que se encuentra en el fondo del recinto y que hace la función de punto frío, y por otra el termómetro y la resistencia calefactora que se encuentran en el extremo del portamuestras, muy próximos a la muestra cuya temperatura se quiere controlar. Nosotros llevamos a cabo la regulación de la temperatura ayudándonos del equipo ITC4 de OXFORD INSTRUMENTS, que es un controlador de temperatura de laboratorio de propósito general. Los termómetros y resistencias calefactoras se conectan al ITC4 en los conectores situados en la parte posterior del equipo, por donde se recibe la señal de temperatura y se actúa sobre la resistencia calefactora. El termómetro que empleamos es de carbón (Carbon Glass) con un rango útil que se extiende desde 1.5K hasta 300K y es poco

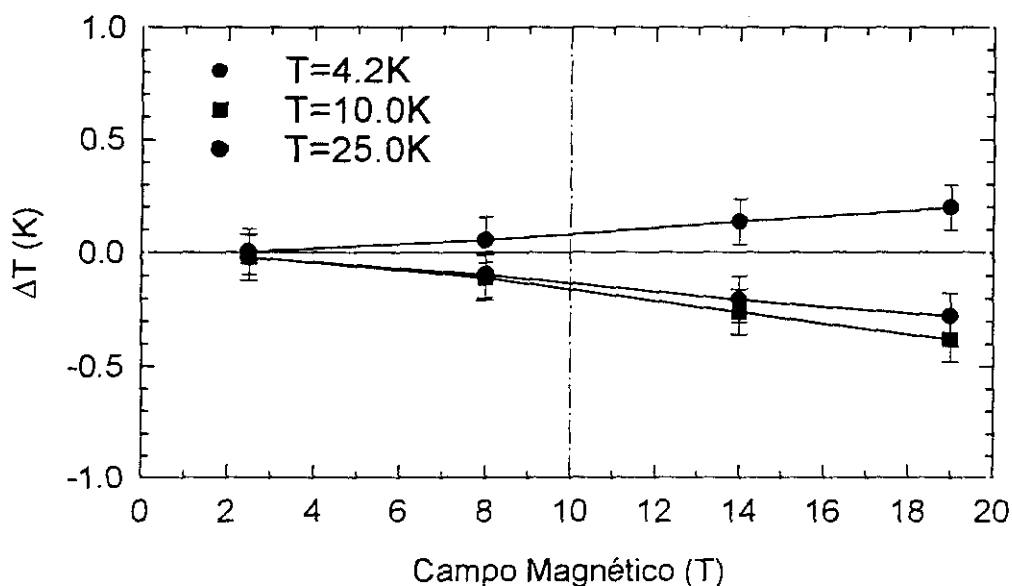


Figura 4.4.-Característica del termómetro de carbon-glass que se ha empleado para medir la temperatura. Este tipo de termómetro es el más indicado para nuestro caso, presenta un pequeño efecto magnetorresistivo que, en el rango de campo y temperatura en que hemos efectuado las medidas tiene errores asumibles.

sensible al campo magnético. Este tipo de sensores están caracterizados hasta 19T, aunque requieren una corrección de la temperatura a campos magnéticos altos para ciertas temperaturas (figura 4.4). La resistencia calefactora tiene un valor de 23.5Ω y el valor máximo de la potencia que puede suministrar en el caldeo es de 68W. La resistencia calefactora puede actuar de acuerdo con las ordenes manuales, dadas por un usuario, o automáticas dadas por el correspondiente programa de control que reside en la memoria del equipo. El programa de control se introduce manualmente desde las teclas situadas en el frontal del aparato.

El funcionamiento del controlador está basado en la CPU Z80. La temperatura se obtiene mediante interpolación entre los puntos de calibración que previamente se han volcado a la memoria no volátil. Cuando el termómetro es de resistencia, la lectura se efectúa mediante la técnica de cuatro puntas, se alimenta en corriente y se lee en tensión. Esta lectura se convierte a temperatura por la interpolación que realiza el programa que reside en la CPU. El regulador puede efectuar medidas de temperatura a una velocidad de 4 lecturas por segundo en tres diferentes termómetros conectados simultáneamente al aparato. Nosotros utilizamos la resistencia de carbono (carbon glass) en las medidas con campo magnético, aunque también disponemos de un termopar de AuFe/Cromel (1K–300K), cuyo punto frío se sitúa en helio líquido y otro termómetro de resistencia de RhFe (1.5K–300K); estos últimos los empleamos en el laboratorio para efectuar medidas sin campo magnético.

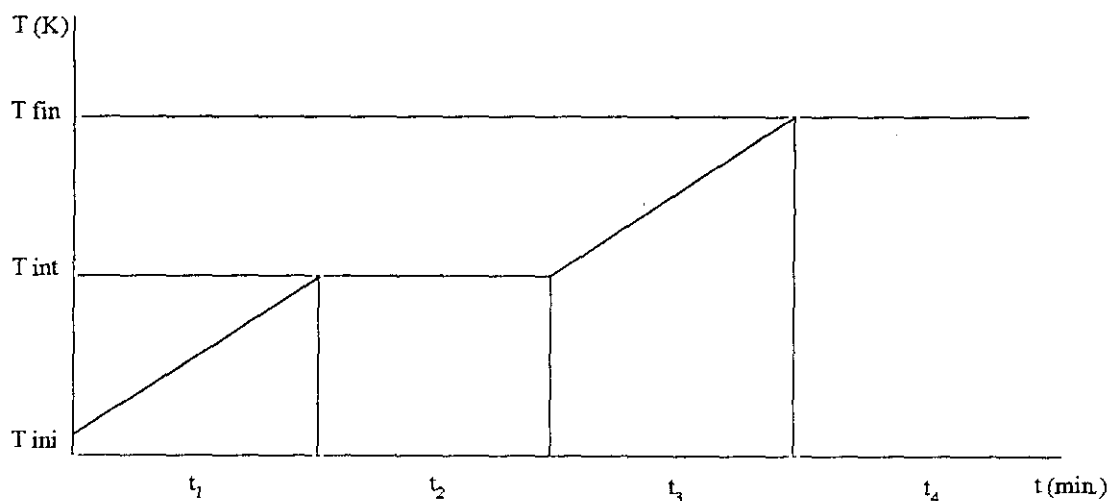


Figura 4.5.- Típico elemento de un programa rampa-meseta donde los tiempos t_1 y t_3 se emplean para llevar a la muestra a la temperatura de consigna. La medida se efectúa en los tiempos t_2 y t_4 . Una medida que consista en un barrido en temperatura, tendría solo una rampa con un solo tiempo que sería el tiempo de medida.

En el proceso de regulación de la temperatura hay fases donde es necesario calentar la muestra, en dichas fases el regulador actúa sobre la resistencia calefactora que calentará de manera controlada la muestra. Se puede limitar la potencia máxima que se entregará a la resistencia para intentar alcanzar la situación ideal, en la cual la velocidad de calentamiento llega a ser igual a la velocidad de enfriamiento y esta situación es dependiente del rango de la temperatura de trabajo. La limitación se consigue seleccionando la tensión de alimentación que se aplicará a la resistencia calefactora y que puede estar comprendida entre 0 y 40Vdc. El regulador permite ser programado para seguir perfiles de temperatura frente al tiempo con forma de diferentes rampas y mesetas, hasta 16 distintas, a partir de una determinada temperatura que se tomará como temperatura de consigna inicial (figura 4.5). Empleamos rampas cuando el campo magnético es constante y mesetas cuando es variable

Cada elemento de programa de regulación debe tener definido cuatro parámetros: temperatura inicial, temperatura final, tiempo de rampa y tiempo de meseta, estos tiempos pueden variar entre 6 segundos y 24 horas. Como el control que se realiza es de “lazo cerrado” es necesario definir los factores de realimentación proporcional, integral y derivativo (PID) que debe emplear el regulador para establecer la temperatura en la muestra, alimentando la resistencia calefactora de forma diferente de acuerdo con la temperatura leída y la de consigna en cada momento. Las lecturas de temperatura efectuadas son transferidas al ordenador de control de la experiencia que las grabará en los ficheros de datos, junto con los valores de campo magnético y magnetorresistencia.

4.2.5.- Portamuestras.

El portamuestras es una varilla cuyo extremo inferior es un bloque de cobre, diseñado por nosotros, al que hemos incorporado un termómetro de resistencia de carbono (Carbon-Glass) y una resistencia (23.5Ω) calefactora, obviamente no-inductiva. El bloque de cobre acaba en forma de disco, que empleamos como plataforma para situar la muestra en el centro de la bobina y orientada de manera perpendicular al campo magnético producido. El bloque de cobre proporciona, como efecto añadido un entorno de temperatura uniforme a los tres elementos, muestra, termómetro y resistencia calefactora. Del citado bloque salen 12 hilos de cobre esmaltado que provienen de la muestra (6 hilos), termómetro (4 hilos) y resistencia calefactora (2 hilos) y llegan a una rueda de conexión multipunto que los envía, a través de la varilla hacia el extremo

superior, donde se recogen en dos conectores, de 10 puntos de conexión cada uno. Destinamos un conector exclusivamente a las conexiones de la muestra y el segundo al termómetro y resistencia calefactora, quedan disponibles 8 puntos de conexión que se podrían emplear para otros termómetros o para medir una segunda muestra. En el primer tercio de la varilla se incorporan 4 discos de cobre que estabilizan los gradientes de temperatura que se establecen entre el exterior a temperatura ambiente y la posición que ocupa la muestra que en ocasiones estará a 2K.

El portamuestras se introduce en el interior del contracriostato, en un espacio con aislamiento parcial del exterior que permite por una parte efectuar vacío y crear atmósferas de diferentes gases sobre la muestra y por otra obtener las bajas temperaturas necesarias para efectuar las medidas. Utilizando éste portamuestras se puede enfriar la muestra admitiendo helio líquido desde el recinto de la bobina mediante una válvula de aguja, que se opera manualmente y que conecta ambos recintos. Las operaciones de introducción y extracción del portamuestras en el criostato, desde la parte superior de éste, deben hacerse evitando que penetre aire del exterior, lo que provocaría inevitablemente la aparición de bloques de hielo en el interior del recinto mas frío, con el consiguiente bloqueo de la mencionada válvula de aguja. Esto impediría reducir la temperatura de la muestra al no poder admitir helio líquido del recinto de la bobina. La entrada de aire exterior se evita introduciendo un flujo de helio gas durante la operación. Para mas seguridad y simultáneamente a la admisión de helio gas, se puede caldear el espacio de la muestra a 300K, temperatura a la cual no se formarán bloques de hielo.

4.2.6.- Electrónica de medida. Cadena de medida

Las medidas directas que efectuamos en una muestra resultan de la diferencia de potencial entre dos puntos, la temperatura a la que se encuentra, la corriente eléctrica que fluye por ella, la tensión de puerta que modula el número de portadores y el campo magnético que la atraviesa perpendicularmente a su superficie. La corriente eléctrica es el único parámetro que mantenemos fijo salvo en el estudio efectuado (5.4) sobre el comportamiento “no lineal” del GE2D frente a la corriente eléctrica. La temperatura, la tensión de puerta y el campo magnético son en algunos casos parámetros y en otros variables de la medida. El voltaje medido entre dos puntos de la muestra ya sea en la dirección longitudinal (V_L) o en la transversal (V_H) es siempre variable a medir y se emplea en todos los casos para obtener la magnetorresistencia transversal diagonal (R_{xx}) o bien magnetorresistencia Hall (R_{xy}). La obtención de las magnetorresistencias es un paso obligado que

se utiliza como base para el análisis posterior en orden a obtener, por ejemplo, los tiempos de vida o la masa efectiva de los electrones.

Para medir las cinco magnitudes, en algunos casos parámetros en otras variables, empleamos los siguientes equipos: Voltímetro de precisión (nanovoltímetro), fuente de tensión estabilizada, fuente de corriente estabilizada, termómetro y un amperímetro. A continuación describimos brevemente, las propiedades y funciones de cada uno.

4.2.6.1.- Nanovoltímetro.

El nanovoltímetro es un voltímetro digital de precisión de SCHLUMBERGER –SOLARTRON, modelo 7081, que puede medir voltaje d.c., voltaje a.c., voltaje a.c. + d.c. y resistencia. Nosotros lo utilizamos para medidas de voltaje d.c., para las cuales alcanza una sensibilidad de 10nV (no promediados). Los rangos de trabajo que empleamos son los de 0.1V y 1V, donde tiene un límite de error inferior a 14 ppm y en los que presenta una resistencia de entrada mayor que 10G Ω , si tenemos en cuenta que las resistencias medidas están siempre por debajo de 25K Ω podemos afirmar que el voltímetro no “carga” a la muestra, es decir no se falsea la medida debido a la relación entre la resistencia de entrada del voltímetro y la resistencia a medir. El voltímetro es programable tanto en modo remoto como en local, todas las funciones pueden ser comandadas por control remoto, puede almacenar las medidas en memoria, en un fichero histórico o transmitir las al ordenador de control según se van efectuando, que es como nosotros lo hacemos. La transmisión se puede efectuar mediante un enlace IEEE-488, que es el camino por donde le llegan los comandos y por donde se envían los datos leídos.

4.2.6.2.- Fuente de corriente de la muestra.

La fuente de corriente de la muestra es el modelo 220 de KEITHLEY INSTRUMENTS, que suministra corriente estabilizada en un amplio rango de valores. El límite de error debido al ruido interno es de 100ppm sobre el valor programado. La resistencia de salida es mayor que 10¹⁴ Ω [§], teniendo en cuenta el valor de las resistencias medidas podemos decir que la fuente no será

[§] Recordamos que una fuente de corriente ideal presenta una impedancia de salida ∞ y produce una corriente eléctrica que no viene afectada por la carga conectada.

“cargada” por la muestra. Esta fuente es programable y se pueden definir distintos perfiles de alimentación en forma muy variada, aunque nosotros no hacemos uso de la versatilidad que nos ofrece el instrumento, sino que nos limitamos a alimentar las muestras con una corriente estable que se mantendrá fija durante toda la medida. La programación se efectúa mediante un enlace IEEE-488, que es el camino por donde le llegan los comandos y por donde se envían los datos leídos.

La corriente eléctrica inyectada a la muestra es constante en cada sesión de medida, puede estar comprendida entre 500 fA y 100 mA y se aplica en el plano definido por el gas de electrones. En nuestras medidas alimentamos la muestra con una corriente de 10 μ A que se encuentra en el rango del aparato de 0 μ A a 20 μ A, en el que tiene una resolución de 5 nA, salvo en el estudio efectuado (sección 5.4) sobre el comportamiento “no lineal” del GE2D frente a la corriente eléctrica donde la variable es precisamente la corriente eléctrica que varía entre .5 y 150 μ A.

4.2.6.3.- Fuente de tensión de la puerta.

La fuente de tensión es también de KEITHLEY INSTRUMENTS, en este caso es el modelo 230, que suministra la tensión de puerta que aplicamos las muestras. La tensión generada viene afectada por un límite de error de 50ppm debido a ruido interno (inevitable) y la impedancia de salida es de 1 m Ω ⁶⁶. La tensión de puerta puede se puede establecer entre 50 mV y 101 V. Se aplica entre la “puerta”, situada en un plano paralelo al 2DEG y el punto de salida de la corriente que inyectamos a la muestra situado en el GE2D.

Como dijimos mas arriba, la tensión de puerta en un caso es un parámetro que permanece fijo en la medida, la función que cumple en ese caso es la de fijar un determinado número de electrones en el canal de conducción mientras efectuamos las medidas barriendo con el campo magnético a temperatura fija o barriendo en temperatura y a campo magnético fijo. En otro caso se barre en tensión de puerta mientras mantenemos fijo el campo magnético y la temperatura. En ambos casos, la fuente se programa desde el ordenador y las lecturas se envían a éste en tiempo real, lo que se hace mediante un enlace IEEE-488, como en el caso de la fuente de corriente.

⁶⁶ Una fuente de tensión ideal presenta una impedancia de salida nula y presenta una tensión a su salida que no se ve afectada por la carga conectada.

4.2.6.4.- Amperímetro para la medida del campo magnético.

El valor del campo magnético en la posición de la muestra, viene dado por una tensión desarrollada en los extremos de una resistencia en serie con el circuito de alimentación de la bobina, la resistencia tiene un valor de $0.5\text{m}\Omega$ lo que representa un tensión de salida de 0.5mV por amperio, disponible en el citado módulo. Esa tensión se traduce a amperios en un indicador en el frontal del equipo y se envía al ordenador de control para su registro por medio de un enlace serie RS-232, que se emplea también para programar los barridos en campo magnético. La relación final que resulta es de 0.124 Tesla por amperio de corriente en la bobina.

4.3.- Automatización del proceso de medida

Para terminar con la descripción del sistema experimental, hablaremos del diseño empleado en la automatización del proceso de medida. Los medios utilizados en la automatización son en primer lugar el conjunto de la instrumentación que, como hemos visto en las secciones anteriores, son programables en modo remoto (salvo el controlador de temperatura que lo es solo parcialmente) y con salidas digitales (todos sin excepción), un ordenador PC de sobremesa al que hemos incorporado una tarjeta de instrumentación de propósito general (IEEE-488), un equipo convertidor de enlace IEEE-488 a RS-232, el necesario conjunto de cables que conectan el ordenador a la instrumentación y varios programas, de propósito especial, que se han desarrollado para el control de los equipos, la adquisición de datos y el registro de éstos.

El ordenador de control dispone de dos puertos serie RS-232, uno de los cuales se utiliza para la transferencia de datos a otro ordenador que se emplea para su análisis, quedando disponible un solo puerto serie libre para la instrumentación. Como hay dos equipos con enlace serie, la fuente de control y alimentación de la bobina y el regulador de temperatura, empleamos un convertidor IEEE-488 / RS-232 para conectar el regulador de temperatura, quedando conectada la fuente de control y alimentación de la bobina directamente al puerto serie libre en el ordenador. El resto de la instrumentación de medida, voltímetro, fuente de corriente de la muestra y fuente de tensión se conecta al enlace IEEE-488. El que los cinco equipos estén enlazados mediante los dos buses de comunicación (figura 4.3), permite el que desde los programas de control se configure cada sesión de medida, así como la adquisición, representación y registro de los datos en tiempo real según se

van obteniendo, en dos ficheros de reserva, al objeto de prevenir pérdidas por alguna contingencia no prevista o no controlable. Al finalizar cada medida se tiene la opción de grabar en dos ficheros, uno de configuración y otro de datos con el nombre dado por el usuario, los resultados de la medida. Por último los datos grabados se envían al ordenador de análisis, por medio de un enlace serie entre los dos ordenadores, lo que se puede hacer nada mas terminar un barrido. Esto nos permite llevar a cabo cambios en la configuración de la siguiente medida o en algún parámetro dado.

Se emplean tres programas no comerciales, diseñados específicamente para nuestros equipos y muestras medidas, empleando el entorno de programación QBASIC, orientado a código escrito. El programa P_{FB} , se emplea para efectuar las medidas “en función del campo magnético” (4.4.2.1), el programa P_{FV} , se emplea para efectuar las medidas “en función de la tensión de puerta” (4.4.2.2), el programa P_{FT} , se emplea para efectuar las medidas “en función de la temperatura” (4.4.2.3); las medidas en función de la corriente eléctrica (4.4.2.4) son realmente familias de medidas “en función del campo magnético” llevadas a cabo con el programa P_{FB} aplicando un valor de corriente eléctrica a la muestra diferente en cada medida. En el anexo A se da el diagrama de flujo de los distintos programas empleados. Los datos se graban en tiempo real. En las últimas medidas se ha empleado una versión de los programas en entorno gráfico Labview[§], que es el resultado de trasladar las ideas de código escrito a código orientado a gráficos. Los datos grabados se envían por red local al ordenador de análisis.

4.4.- Descripción del *modus operandi*

En esta sección se va a definir el procedimiento a seguir para obtener los datos experimentales y posteriormente los resultados del análisis sobre éstos. Dicho procedimiento se puede dividir en cinco fases que paso a describir

4.4.1.- Fase 1ª: Preparación. En esta fase se prepara el sistema para imponer las condiciones de medida y se vigila su cumplimiento. En esta preparación se incluye el vaciado y enfriamiento de los respectivos recintos, la conexión de la muestra a la rueda de conexión

[§] El cambio de entorno ha sido llevado a cabo por personal del departamento de tratamiento de señales de la Escuela de ITT de la UPM dentro de un convenio de colaboración firmado entre el ICMM y la EITT.

multipunto, situada en el portamuestras, descrito en 4.2.5, y se introduce éste en el interior del contracriostato, quedando la muestra en el espacio destinado a ella. En todo momento hay que vigilar los niveles de los líquidos criogénicos, sobre todo el del helio, reponiéndolo cuando desciende por debajo del 10%. El nivel del nitrógeno líquido varía muy poco cuando hay helio líquido en su recinto y solo es necesario vigilar su nivel cada 24 horas.

El bombeo de los recintos del criostato en los que hay que efectuar el vacío, se efectúa desde su parte superior por las salidas de servicio correspondientes. En el recinto de vacío exterior, que aísla el recinto del nitrógeno líquido del exterior, se hace un vacío previo con la bomba primaria, TRIVAC BHV5, hasta alcanzar una presión del orden de 10^{-3} Torr. Una vez alcanzado éste se activa la bomba turbomolecular, TURBOVAC 150 CSV, que tras el tiempo de establecimiento, 1.2 minutos, necesario para alcanzar su velocidad de régimen (50000r.p.m.), empieza a bombear hasta alcanzar una presión de 10^{-6} Torr. El recinto de vacío interior, que aísla el contracriostato del recinto de helio líquido, debe tener un vacío del mismo valor que el de vacío exterior, para lo cual se puede bombear durante o posteriormente al bombeo de éste, pero nunca antes ya que corremos el riesgo de producir un colapso en el recinto que lo “estrujaría” contra si mismo. Cuando hemos alcanzado el vacío adecuado en cada recinto, lo que podemos medir con el equipo INFICON, que recibe señal del manómetro “pirani” (bajo vacío) y del manómetro de “cátodo frío” (alto vacío), cerramos las salidas de vaciado y desconectamos las bombas, primero la turbomolecular y después la rotatoria. El vacío conseguido mejorará además al enfriar, con el efecto de “criobombeo”, por el que las trazas de impurezas que quedan en los recintos son retenidas en las paredes.

Una vez efectuado el vacío, el criostato está listo para comenzar el proceso de enfriado que comienza con el soplado de nitrógeno gas en el recinto de nitrógeno líquido al objeto de eliminar los restos de vapor de agua que pueden formar bloques de hielo y bloquear la salida o entrada. En el caso del recinto de helio líquido, primero lo bombeamos hasta una presión inferior a 1mb, con el objeto de extraer el vapor de agua y posteriormente lo llenamos con helio gas, repitiendo el proceso de bombeo-llenado varias veces para asegurar el secado interior, este proceso hay que hacerlo cuidadosamente ya que si se bloquea la válvula de aguja, será imposible reducir la temperatura en el recinto de la muestra e imposibilitará las medidas a bajas temperaturas.

El recinto de nitrógeno se llena de nitrógeno líquido transferido directamente desde el dewar donde está contenido, mediante un tubo de “latex” que los une presurizando ligeramente para facilitar la transferencia. La transferencia se da por terminada cuando el indicador de nivel señala el 100% (26 litros).

Antes de llenar el criostato con helio líquido, se debe enfriar la bobina por debajo de 100K lo que se hace usando nitrógeno líquido. La bobina se deja sumergida en nitrógeno líquido 24 horas para asegurar que se alcanza de manera uniforme 77K, temperatura correspondiente a la del nitrógeno, en todo el recinto. La bobina presenta una resistencia de 23.5Ω a esa temperatura, valor que se puede tomar como confirmación de que la bobina está enfriada a 77K, de no bajar a este valor de resistencia eléctrica se puede asegurar que la bobina no se ha enfriado lo suficiente necesitando más tiempo o más nitrógeno líquido. Cuando se alcanza ese valor de resistencia eléctrica, se vacía el recinto presurizando con nitrógeno gas a una presión que no supere los 250mb. Para asegurar que todo el nitrógeno líquido sale del recinto de la bobina bombeamos con la bomba TRIVAC D25B hasta que el manómetro indique el cero, admitimos helio gas y se vuelve a bombear con el fin de asegurar la ausencia total de nitrógeno líquido en el recinto, se acaba el ciclo con el recinto lleno de helio gas hasta la presión atmosférica. Si quedara nitrógeno líquido, se corre el riesgo de evaporar todo el helio líquido que se emplearía en enfriar el nitrógeno solidificandole. El recinto de la muestra también se bombea y se llena de helio gaseoso a la misma presión. Antes de dar por terminada esta parte de enfriamiento previo, se comprueba que la válvula de aguja, que comunica este recinto con el de la bobina, no está bloqueada y permite el paso de helio gas desde el recinto de la bobina al de la muestra. Esta válvula debe mantenerse cerrada durante todo el proceso de llenado con helio líquido.

Todo queda listo en este momento para la transferencia del helio líquido desde las botellas criogénicas de suministro hasta el recinto de la bobina. Para ello disponemos de un tubo de acero corrugado con un segundo tubo interior entre los que hay un vacío y que fue descrito en la sección 4.2.2. Antes de comenzar la transferencia es necesario introducir helio gas en dicho tubo, a fin de desplazar el aire y restos de vapor de agua que pudiera contener. El proceso de transferencia de helio líquido es el más delicado, conviene hacerlo a un ritmo constante, manteniendo una presión de empuje, con helio gas, alrededor de 150 mb sobre la botella de helio líquido, lo que permitirá reducir el consumo de helio líquido en el proceso de enfriado de la bobina desde 77K a 4.2 K, durante este proceso vigilamos de manera continua el valor de la resistencia eléctrica de la bobina,

que desciende desde 23.5Ω ($T = 77 \text{ K}$) hasta 0Ω ($T = 4.2 \text{ K}$) pasando a estado superconductor. A partir de ese punto podemos aumentar ligeramente la presión para acelerar el proceso de llenado que, si no ha habido contingencias, se puede llevar a cabo en menos de una hora. Una vez que la resistencia cae a 0Ω , se vigila la cantidad de helio líquido que hay dentro de su recinto mediante el indicador nivel de helio acabando el proceso cuando este llega a 100% (18 litros).

Las muestras han de ser conectadas en el extremo inferior del portamuestras, las que hemos medido están encapsuladas y permiten su manipulación con pequeño riesgo para los contactos que van directamente a la misma. Estos contactos han sido hechos con hilos de oro, soldados con indio a la muestra, una vez verificado que el contacto es ohmico, soldamos los contactos que van al portamuestras. En el portamuestras disponemos de diez cables que pueden ser utilizados para efectuar los contactos en la muestra, aunque solo utilizamos seis. Su soldadura es sencilla, utilizando hilo de cobre esmaltado de 0.1mm de diámetro, que se suelda con estaño o indio a las "patas" arriba mencionadas. La disposición de los contactos es tal que podemos medir las componentes diagonal y no diagonal de la magnetorresistencia transversal, es decir, el efecto Shubnikov-de Haas y el efecto Hall respectivamente. Esto lo hacemos de dos maneras, en un caso empleamos un cable para cada tipo de medida y en otro empleamos un solo cable y un conmutador con contactos de oro en el mecanismo de conmutación. En ambos casos un extremo del cable que se este utilizando se une al conector destinado a la muestra en el extremo superior del portamuestras y el otro que tiene varias terminaciones se unen a la instrumentación. Una vez efectuadas todas las soldaduras de los contactos, se pasa a su verificación. Finalmente se introduce el portamuestras en el criostato por su parte superior, durante esta operación mantenemos en el recinto una ligera sobrepresión de gas helio para evitar la entrada de aire, que formaría bloques de hielo. Otra opción es calentar el recinto de la muestra a una temperatura ligeramente superior al ambiente e introducir el portamuestras con la sobrepresión de helio gas. Un segundo cable donde están las conexiones para el termómetro y la resistencia calefactora de la muestra, se conecta por un extremo al regulador de temperatura y por el otro al segundo conector en el portamuestras.

Para empezar a medir la muestra debe ser enfriada previamente, lo que se hace introduciendo helio líquido en el espacio de la muestra y abriendo la válvula de aguja, que comunica el recinto de la bobina con el recinto de la muestra, la temperatura baja entonces hasta 4.2K. Como el recinto de la muestra es de temperatura controlable, cualquier cambio que

necesitemos en ésta podemos tenerlo empleando el controlador de temperatura, ITC4, como se indica en la sección 4.2.4.

4.4.2.- Fase 2: Medida experimental. Definición del experimento y programación de los equipos de control y medida. Efectuamos cuatro tipos distintos de medidas en las muestras, aunque en todos ellos se mide el efecto Hall cuántico y el efecto Shubnikov-de Haas, se requiere una configuración y programación distinta para cada tipo de medida que describimos a continuación.

4.4.2.1.- Tipo 1: Medidas en función del campo magnético. En estas medidas se programa una subida o bajada del campo magnético, manteniendo como parámetros la intensidad de la corriente eléctrica, la tensión de puerta y la temperatura en la muestra. El ritmo de variación del campo es de 0.372T/min (3A/min), suficiente para que las oscilaciones queden bien definidas. Los valores del campo recogidos están uniformemente espaciados.

4.4.2.2.- Tipo 2: Medidas en función de la tensión de puerta. En las medidas en función del voltaje de puerta se consideran como parámetros el campo magnético, la corriente y la temperatura de la muestra, que quedan fijos en todo el barrido. Se programan cada uno de los valores de la tensión puerta desde un valor inicial hasta uno final y el número de puntos del fichero, que quedarán uniformemente espaciados por definición.

4.4.2.3.- Tipo 3: Medidas en función de la temperatura. En este tipo de medida se programa una rampa de temperatura, indicando la temperatura inicial de la rampa, la temperatura final y el tiempo de duración, tal como se indica en la sección 4.2.4. En este caso se toma como parámetro el campo magnético, así como la tensión de puerta y la corriente en la muestra.

4.4.2.4.- Tipo 4: Medidas en función de la corriente eléctrica en la muestra. Una vez fijados los valores de la tensión de puerta y la temperatura de la muestra, que se toman como parámetros, se programan distintas subidas o bajadas del campo magnético sometiendo a la muestra a una intensidad de corriente distinta en cada barrido del campo magnético.

4.4.3.- Fase 3ª: Adquisición y registro de los datos. Una vez que se programa el experimento se lanza la adquisición de los datos. En ese momento se crean dos ficheros; uno de

configuración donde se almacenan los datos correspondientes al tipo de medida, tal como se ha definido en el punto anterior y otro de datos, que los recoge según se van adquiriendo por la instrumentación. Estos ficheros servirán de reserva hasta que se graben en ficheros definitivos al acabar la medida. El fichero de datos tiene un formato tal que puede ser importado desde cualquier programa general de análisis, consta de tres columnas que son campo magnético, magnetorresistencia (diagonal o Hall) y temperatura para los tipos de medida en función del campo o de la corriente (4.4.2.1 y 4.4.2.4); tensión de puerta, magnetorresistencia y temperatura para el tipo de medida en función de la tensión de puerta (4.4.2.2) y magnetorresistencia temperatura de la muestra y temperatura de consigna para el tipo de medida en función de la temperatura (4.4.2.3). Respecto a la velocidad de adquisición de los datos, tenemos tres casos: Si la medida es un barrido en campo magnético se definen los puntos inicial y final y la velocidad de barrido, pero los datos se van adquiriendo por el sistema con un retardo suficiente para la buena definición de los efectos que se miden, Shubnikov-de Haas y Hall cuántico. Para el caso de barridos en tensión de puerta, se adquiere un dato a cada valor que toma la tensión puerta. En el caso de barridos en temperatura, los datos se van tomando cada vez que ésta cambia en 0.3K, de manera que el sistema de adquisición se va adaptando a la rampa que se haya definido.

4.4.4.- Fase 4ª: Análisis de los datos obtenidos que se hace aplicando los modelos válidos en los distintos rangos y posterior determinación de los parámetros buscados. Hay un primer análisis de los datos que permite obtener el número de electrones por medio de la pendiente Hall a bajo campo o evaluando la frecuencia de las oscilaciones Shubnikov-de Haas en función de $1/B$, además en este último caso podemos determinar si hay una o dos subbandas pobladas en el pozo. La magnetoconductividad o magnetorresistividad a campo magnético cero para cada temperatura y cada tensión de puerta también se obtienen directamente y son datos que serán necesarios para otras determinaciones, como la masa efectiva o el tiempo de vida que se obtendrán en tres diferentes rangos del campo magnético. Un segundo análisis más complejo nos permitirá determinar la masa efectiva y el tiempo de vida, de transporte y cuántico, para rangos del campo magnético medio y alto, recurriendo a un modelo de cálculo y a la formula de Ando descritos en el capítulo 3.

4.4.5.- Fase 5ª: Interpretación de los resultados. Por último en la fase cinco se interpretan los resultados, valorando la posible influencia de distintos efectos que habitualmente entran en juego en el transporte electrónico como puede ser la intervención de la segunda subbanda, mecanismo de scattering dominante, parabolicidad de las bandas, etc.

CAPÍTULO 5

MUESTRAS ESTUDIADAS

En éste capítulo describiremos las muestras sobre las que se ha efectuado el estudio experimental, estructuras denominadas HEMT pseudomórficas (High Electron Mobility Transistor), indicaremos cual es su estructura e incluimos el resultado de un calculo teórico autoconsistente (*Gilpérez 94, Fernández de Ávila 95*) que nos indica el perfil del pozo cuántico que presentan así como el nivel de energía de las distintas subbandas, la concentración de impurezas donantes (principales responsables de los procesos de scattering) y la posición del nivel de Fermi.

5.1.- Generalidades

El carácter *pseudomórfico* de estas estructuras se deriva de la distinta constante de red cristalina de los materiales que la forman. En nuestro caso tenemos que el parámetro de red para el GaAs y el $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ (el mismo valor para ambos) es inferior al del $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Al crecer sobre el substrato de GaAs, el $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se sitúa bajo compresión biaxial, como consecuencia, la constante de red en el eje de crecimiento se alarga para mantener fijo el volumen de la celdilla unidad (fig. 5.1). El espesor de la capa de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, sometida a deformación elástica es un parámetro importante ya que da lugar a un aumento en el confinamiento cuántico, lo que produce como consecuencia más inmediata el aumento del número de portadores y un aumento de la masa efectiva^{ref} respecto de la que presentaría en una capa sin deformar. Si el espesor supera un cierto valor denominado *espesor crítico*, aparecen dislocaciones que producen una degradación en las características del transporte electrónico. En las cinco muestras estudiadas, el *espesor crítico*, función del porcentaje de In, es superior a 130\AA (*González 90*).

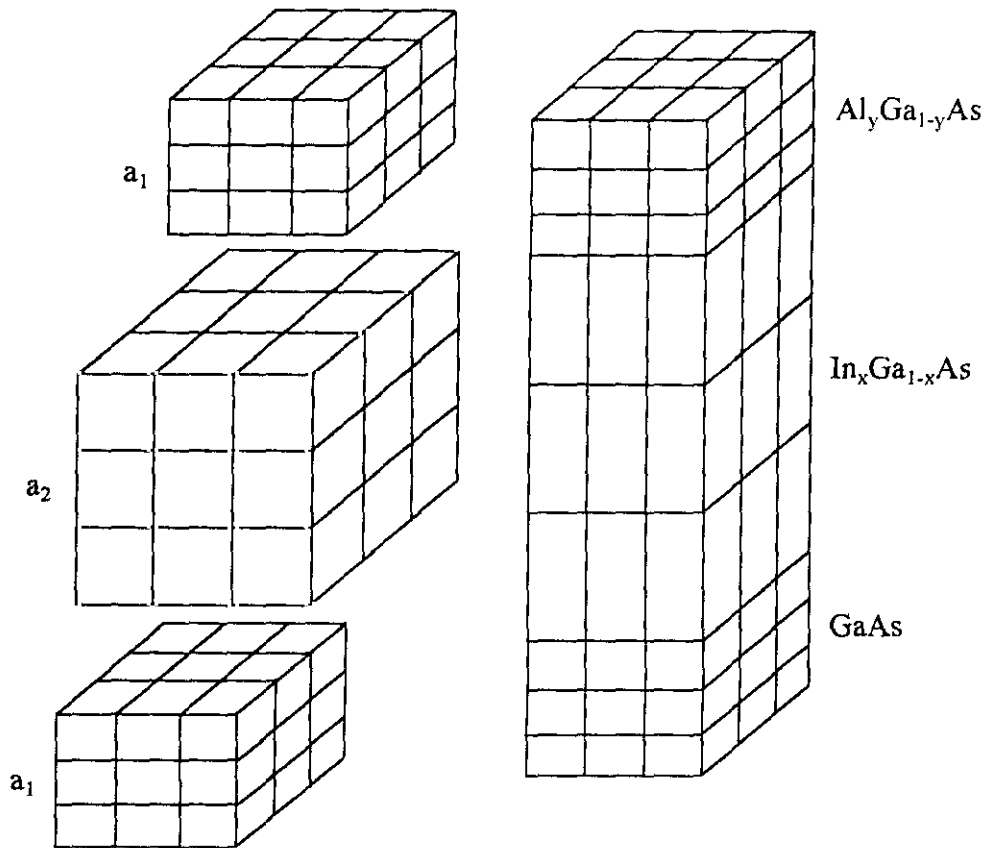


Figura 5.1.- Podemos ver esquemáticamente la deformación biaxial que se produce al crecer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (material donde se forma el pozo cuántico) sobre GaAs (material que constituye el sustrato). La estructura pseudomórfica se completa al crecer sobre el pozo el material de la barrera superior, $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ que tiene la misma constante de red que el sustrato.

En estas estructuras ya hemos visto que puede aumentarse el número de electrones en el canal bidimensional, no obstante como el objetivo último del diseño es potenciar al máximo la conductividad en el canal de transporte, y esto se consigue maximizando el producto de la densidad electrónica por su movilidad, hay que buscar un compromiso entre el aumento del número de electrones y el llenado de la segunda subbanda, puesto que al llenarse ésta aparece el scattering interbandas, que disminuye la movilidad del canal.

Entre las aplicaciones tecnológicas de estas estructuras, está la de entrar a formar parte de los amplificadores de microondas de *bajo ruido y alta frecuencia de corte* característica derivada de la mayor eficiencia en la modulación que les permite controlar mejor la corriente de salida del dispositivo, y de los amplificadores de potencia aprovechando la gran densidad de carga que se consigue.

5.2.- TIPOS estudiados de HEMT pseudomórficos

Las cinco muestras estudiadas, podemos decir que cubren un amplio margen dentro de las posibilidades que nos ofrecen este tipo de estructuras. Nos interesa de cada muestra las características de su pozo cuántico, el confinamiento electrónico obtenido, tamaño de la capa espaciadora (*spacer*) y el tipo y la posición de la capa de dopaje. El conjunto de estas características determina la densidad electrónica, el control de ésta por medio de la tensión de puerta, la masa efectiva de los electrones y su tiempo de vida. Estructuralmente todas ellas contienen un pozo cuántico de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ diferenciándose entre si por el porcentaje de In (que entra en sustitución del Ga), la anchura del pozo, composición y espesor de las barreras, tamaño de la capa espaciadora y el tipo y posición del dopaje.

Las muestras estudiadas pertenecen a tres tipos generales de estructuras HEMT, muestras “normales” con las impurezas donantes situadas detrás del pozo cuántico, dando un perfil del pozo triangular, muestras “invertidas” donde las impurezas donantes se sitúan antes del pozo, dando un perfil también triangular pero simétrico respecto a las anteriores y de “doble dopaje” con las impurezas donantes situadas antes y después del pozo, dando como resultado un perfil del pozo cuadrado. El dopaje en cualquiera de los casos puede ser homogéneo o de tipo δ . A continuación describimos brevemente las cinco muestras estudiadas clasificadas de acuerdo con los tipos indicados anteriormente.

5.2.1- HEMT “normales”

En estos dispositivos, las impurezas donantes se sitúan después del pozo cuántico. Pueden estar concentradas en un plano (dopaje δ) o en toda una capa (dopaje de modulación), son los mas habituales y existe una gran variedad de ellos diseñados. La evolución de la densidad electrónica en estos dispositivos es lineal con la tensión de puerta V_g y la movilidad viene determinada por la concentración y posición de las impurezas ionizadas (*Méndez 86, Guillemot 87, Fernández de Ávila 95*). Se han estudiado tres muestras de este tipo, dos con dopado homogéneo y una con dopaje δ .

5.2.1.1- MUESTRA K4.

Esta muestra fue crecida en la universidad de Sheffield mediante la técnica MBE (Gilpérez 94). Es del tipo de modulación de dopado homogéneo en una capa, cuyo canal de conducción es $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ de 130 Å de espesor, crecido sobre un sustrato de GaAs (100) y seguido por una barrera de $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ de 190 Å de espesor. El dopaje se materializa empleando Si a una concentración de $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ y con una capa espaciadora detrás del pozo de 20 Å de espesor. Para modular la carga en el canal se evaporó una puerta metálica (puerta Schottky) de Ti-Al y por último se sometió al conjunto a un procesado de fotolitografía óptica convencional al objeto de producir "barras Hall" y los contactos necesarios para llevar a cabo las medidas de magnetotransporte. En la tabla 5.1 se muestra la estructura de capas.

50 Å	GaAs	Capa "tapón" NID
190 Å	$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	Dopaje homogéneo con Si $N_D = 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
20 Å	$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	Capa espaciadora (Spacer) sin dopar
130 Å	$\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$	Pozo cuántico
5000 Å	GaAs	Sin dopar
—	GaAs	Substrato semiaislante

Tabla 5.1.- Esquema de capas en la muestra K4

Para esta muestra se ha calculado la estructura de niveles que se muestra en la figura 5.2. Se obtienen dos estados ligados en el pozo y uno en la capa dopada. Una primera subbanda se forma cerca del fondo del pozo, donde queda plenamente sometido al carácter triangular de su perfil y una segunda subbanda por encima del nivel de Fermi aunque próxima a éste, situación que permite suponer su llenado al valor adecuado de la tensión de puerta. Efectuadas las medidas sobre esta muestra, no pudimos observar en ningún caso el llenado de dicha subbanda. Por último aparece otra subbanda asociada con el perfil "pseudoparabólico" del potencial en la capa de dopado, que hemos dibujado en el pozo a efectos de comparación.

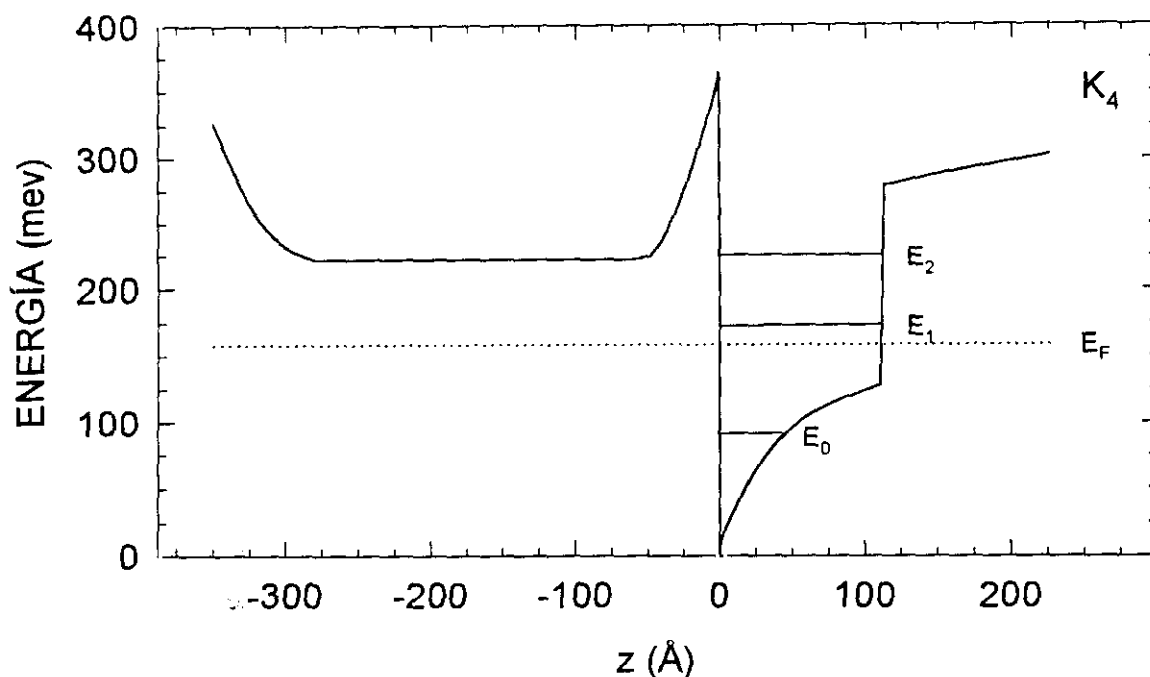


Figura 5.2.- Estructura de niveles formados en la muestra K4.

5.2.1.2- MUESTRA T5.

Esta muestra fue crecida también en la universidad de Sheffield mediante la técnica de MBE (Gilpérez 94). Es del tipo de modulación de dopado homogéneo en una capa, cuyo canal de conducción es $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ de 130 Å de espesor, crecido sobre un substrato de GaAs (100) y seguido por una barrera de $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ de 190 Å de espesor. El dopaje se consigue empleando Si a una concentración de $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ y con una capa espaciadora detrás del pozo de 20 Å de espesor. Para modular la carga en el canal se evaporó una puerta metálica (puerta Schottky) de Ti-Al y por último se sometió al conjunto a un procesado de fotolitografía óptica convencional al objeto de producir "barras Hall" y los contactos necesarios para llevar a cabo las medidas de magnetotransporte. En la tabla 5.2 se muestra la estructura de capas.

El cálculo de niveles en esta muestra se representa en la figura 5.3. Se obtienen dos estados ligados en el pozo y uno en la capa dopada. Una primera subbanda se forma cerca del fondo del pozo, donde queda plenamente sometido al carácter triangular de su perfil y una segunda subbanda por encima del nivel de Fermi a mas distancia que en el caso de K4. Por último aparece otra subbanda asociada con el perfil "pseudoparabólico" del potencial en la capa de dopado, que hemos dibujado en el pozo a efectos de comparación.

50 Å	GaAs	Capa "tapón" NID
190 Å	$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	Dopaje homogéneo con Si $N_D=1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
20 Å	$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	Capa espaciadora (Spacer) sin dopar
130 Å	$\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$	Pozo cuántico
5000 Å	GaAs	Sin dopar
—	GaAs	Substrato semiaislante

Tabla 5.2.- Esquema de capas en la muestra T5

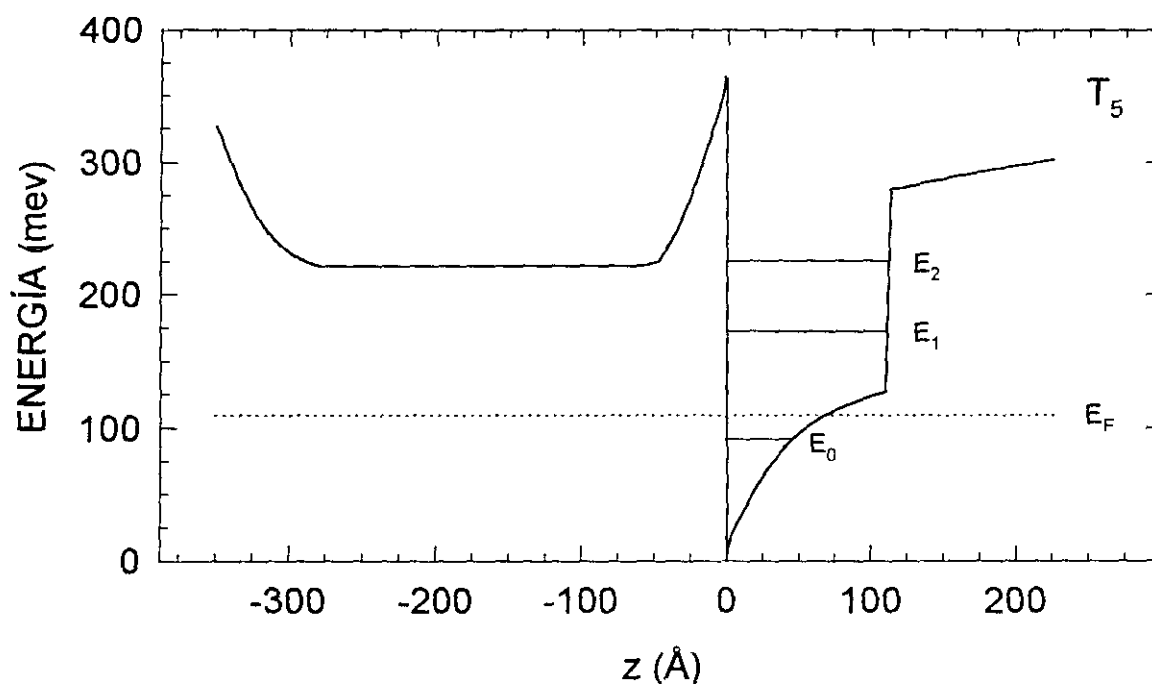


Figura 5.3.- Estructura de niveles formados en la muestra T5.

5.2.1.3- MUESTRA S1.

Esta muestra fue crecida en el Fraunhofer-Institut de Friburgo mediante la técnica de MBE (Fernández de Ávila 95). Es del tipo de dopaje δ (dopaje planar), cuyo canal de conducción es $\text{In}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ de 120 Å de espesor, crecido sobre un substrato de GaAs (100) y seguido por una barrera de $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ de 600 Å de espesor. El dopaje es de tipo δ situando un pequeño pozo de

GaAs de 17 Å con un plano de Si de concentración $2.45 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ y con una capa espaciadora detrás del pozo de 50 Å de espesor. Para modular la carga en el canal se evaporó una puerta metálica (puerta Schottky) de Ti-Al y por último se sometió al conjunto a un procesamiento de fotolitografía óptica convencional al objeto de producir "barras Hall" y los contactos necesarios para llevar a cabo las medidas de magnetotransporte. En la tabla 5.3 se muestra la estructura de capas. El cálculo de niveles en esta muestra se representa en la figura 5.4. Se obtienen tres niveles, dos de ellos centrados en el pozo de InGaAs y el tercero en el pozo de GaAs, donde está el dopaje δ .

200 Å	GaAs	Capa "tapón" NID
600 Å	$\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$	Sin dopar
17 Å	GaAs	Dopaje δ con Si $N_D = 2.45 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
50 Å	$\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$	Capa espaciadora (Spacer) sin dopar
120 Å	$\text{In}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$	Pozo cuántico
6000 Å	GaAs	Sin dopar
—	GaAs	Substrato semiaislante

Tabla 5.3.- Esquema de capas en la muestra S1

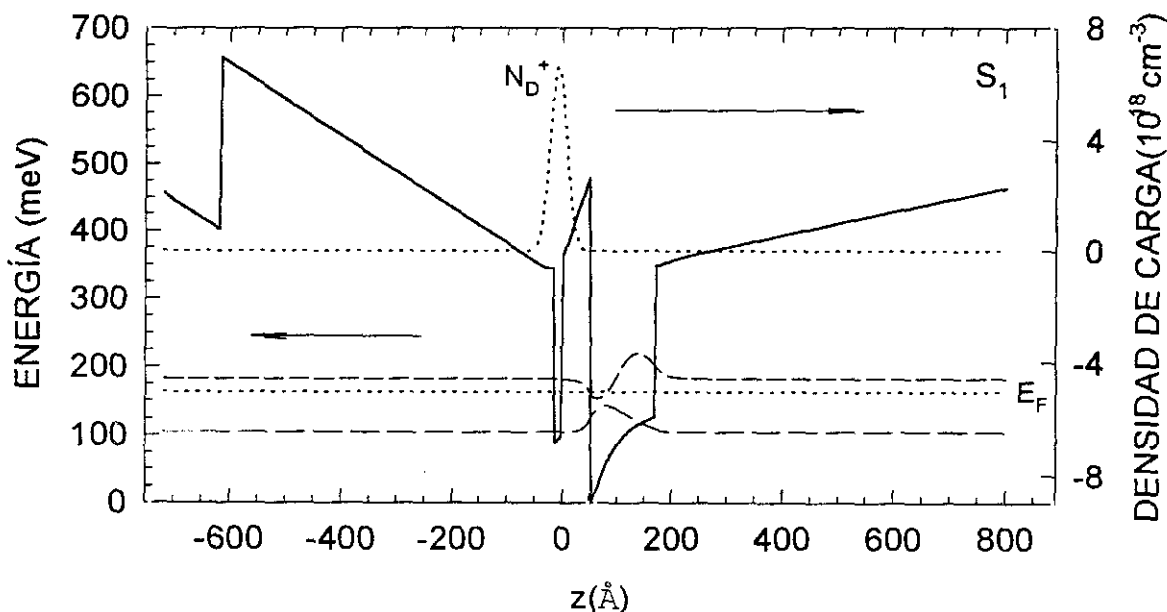


Figura 5.4.- Estructura de niveles formados en la muestra S1.

5.2.2- HEMT “invertidos”

En estos dispositivos las impurezas donantes se sitúan antes del pozo cuántico. La distancia de la puerta al pozo está minimizada, con lo que consigue más control sobre la densidad de electrones. Tienen una inmediata aplicación tecnológica. La muestra estudiada tiene una capa tapón (*cap*) con una alta concentración de dopaje para evitar el despoblamiento espontáneo del pozo. Esto conlleva un efecto negativo que posibilita la aparición de corrientes de “fugas” de característica 3D.

En estos dispositivos, al igual que en los HEMT “normales”, la densidad de electrones en el pozo evoluciona de manera lineal con V_g . No obstante, hay un margen mas estrecho de control en este caso, aunque la variación de carga conseguida es mucho mayor (*Fernández de Ávila 95*). Sus propiedades les hacen muy adecuados para las aplicaciones que necesitan poca potencia disipada en el sistema de control de carga y en amplificadores de potencia con requerimientos de poca distorsión y mucha estabilidad (*Ohmuro 91, Fujishiro 92, , Shikata 93*).

La rugosidad en la intercara y el potencial por desorden de aleación son los determinantes en este caso de la movilidad, aunque el dominante es potencial de desorden (*Méndez 86, Guillemot 87, Fernández de Ávila 95*).

5.2.2.1- MUESTRA S2.

Esta muestra fue crecida siguiendo la técnica MBE en París en la empresa Picogiga dentro de un proyecto europeo ESPRIT. Es del tipo de modulación de dopado (dopaje homogéneo en una capa), cuyo canal de conducción es $\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ de 130 Å de espesor. Sobre un sustrato de GaAs se crece una capa de 2000 Å sin dopar de $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$, a continuación una capa de 400 Å también de $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ pero ahora dopada de manera homogénea con Si a una concentración de $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a continuación se crecen 50 Å de $\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$ sin dopar, con la función de capa espaciadora. Sobre esta capa se crece el $\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ con un espesor de 130 Å, que constituirá el canal de conducción sobre él se crecen 270 Å sin dopar de GaAs, seguidos de 300 Å de GaAs dopados con Si a $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Para modular la carga en el canal se evaporó una puerta metálica (puerta Schottky) de Ti-Al y por último se sometió al conjunto a un procesamiento de fotolitografía óptica convencional al objeto de producir "barras Hall" y los contactos necesarios para llevar a

cabo las medidas de magnetotransporte. En la tabla 5.4 se muestra la estructura de capas. El cálculo de niveles en esta muestra se representa en la figura 5.5.

Se obtienen dos estados ligados en el pozo. Una primera subbanda se forma cerca del fondo del pozo, donde queda plenamente sometido al carácter triangular de su perfil pero esta vez de forma simétrica respecto de la muestra K4.

300 Å	GaAs	Dopaje homogéneo con Si $N_D=1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
270 Å	GaAs	Capa espaciadora (sin dopar)
130 Å	$\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	Pozo cuántico
50 Å	$\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$	Capa espaciadora (sin dopar)
400 Å	$\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$	Dopaje homogéneo con Si $N_D=1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
2000 Å	$\text{Al}_{0.30}\text{Ga}_{0.70}\text{As}$	Sin dopar
3000 Å	GaAs	Sin dopar
—	GaAs	Substrato semiaislante

Tabla 5.4.- Esquema de capas en la muestra S2

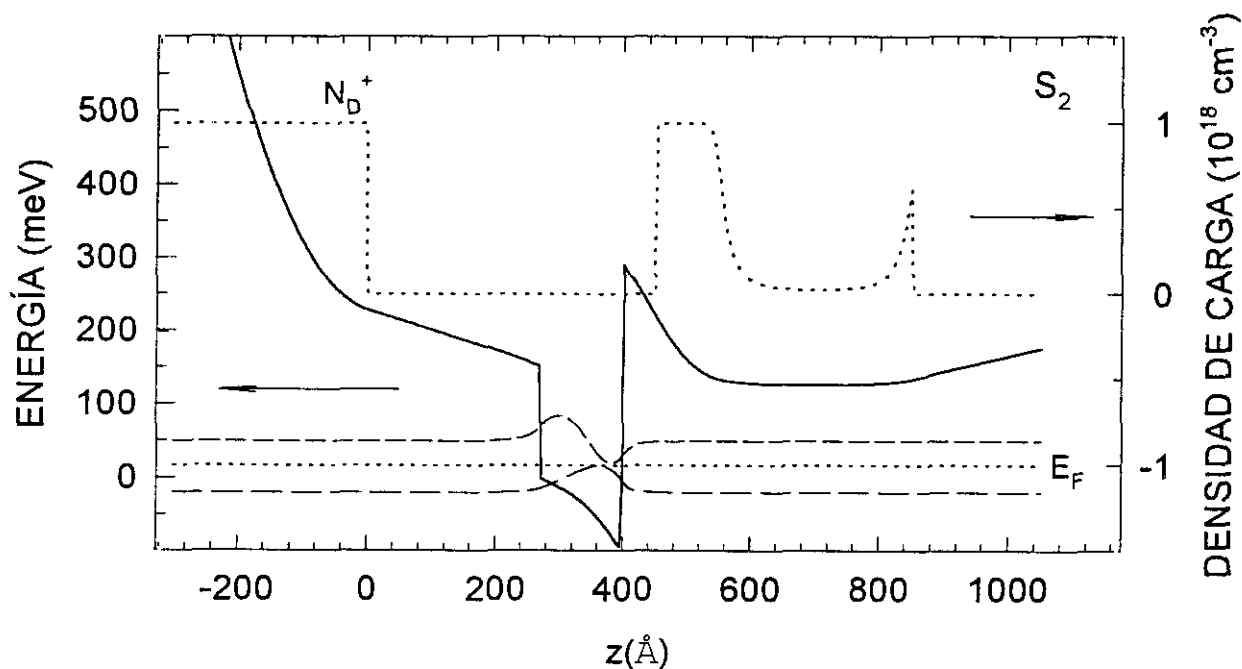


Figura 5.5.- Estructura de niveles formados en la muestra S2.

5.2.3- HEMT “de doble dopaje”

En estos HEMT las impurezas donantes se sitúan antes y después del pozo cuántico, con lo cual tenemos barreras dopadas a ambos lados del pozo. Se consigue un mayor confinamiento de los electrones y se aumenta en gran medida la densidad de portadores en el pozo cuántico. Esto último conduce a la aplicación de estas estructuras como FET de potencia. El mayor confinamiento y la poca dependencia con la temperatura son las características que distinguen a estos dispositivos. Son muy utilizados como FET de potencia con una gran frecuencia de corte (*Hoke 92*).

En este caso predomina la dispersión por impurezas ionizadas en el valor de la movilidad (*Mendez 86, Guillemot 87, Fernández de Ávila 95*).

En todos los casos existe un factor común en estos dispositivos que es la influencia del ancho del canal en las características del transporte. En un canal estrecho ($w < 30 \text{ \AA}$) tenemos un menor confinamiento electrónico y una mayor influencia en la movilidad por las fluctuaciones en la aleación. En el caso de canales anchos ($w > 130 \text{ \AA}$) tenemos un mayor confinamiento electrónico y empezarán a aparecer dislocaciones provocando dispersiones no controladas.

5.2.3.1- MUESTRA S3.

Esta muestra fue crecida siguiendo la técnica MBE en París en la empresa Picogiga dentro de un proyecto europeo ESPRIT. Es del tipo de doble dopaje homogéneo (dopaje homogéneo en dos capas), cuyo canal de conducción es $\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ de 130 \AA de espesor. Sobre un sustrato de GaAs se crece una capa de 5000 \AA sin dopar de $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$, a continuación una capa de 40 \AA también de $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ pero ahora dopada de manera homogénea con Si a una concentración de $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a continuación se crecen 10 \AA de $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ sin dopar, con la función de capa espaciadora. Sobre esta capa se crece el $\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ con un espesor de 130 \AA , que constituirá el canal de conducción sobre él se crecen 10 \AA sin dopar de $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$, que la segunda capa separadora, seguida de 340 \AA de $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$ dopados con Si a $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Para modular la carga en el canal se evaporó una puerta metálica (puerta Schottky) de Ti-Al y por último se sometió al conjunto a un procesamiento de fotolitografía óptica convencional al objeto de producir "barras Hall" y los contactos necesarios para llevar a cabo las medidas de magnetotransporte. En la tabla 5.5 se muestra la estructura de capas. El cálculo de niveles en esta muestra se representa en la figura 5.6.

Se obtienen tres estados ligados en el pozo. Dos primeras subbandas se forman cerca del fondo del pozo, que en esta ocasión es simétrico debido a que las dos barreras son del mismo material. Ambas subbandas quedan por debajo del nivel de Fermi y es de esperar que la segunda este poblada, al menos parcialmente, sin aplicar tensión de puerta.

50 Å	GaAs	Capa "tapón" NID
340 Å	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	Dopaje homogéneo con Si $N_D=2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
10 Å	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	Capa espaciadora (sin dopar)
130 Å	$\text{In}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$	Pozo cuántico
10 Å	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	Capa espaciadora (sin dopar)
40 Å	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	Dopaje homogéneo con Si $N_D=2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
5000 Å	$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$	Sin dopar
—	GaAs	Substrato semiaislante

Tabla 5.5.- Esquema de capas en la muestra S3

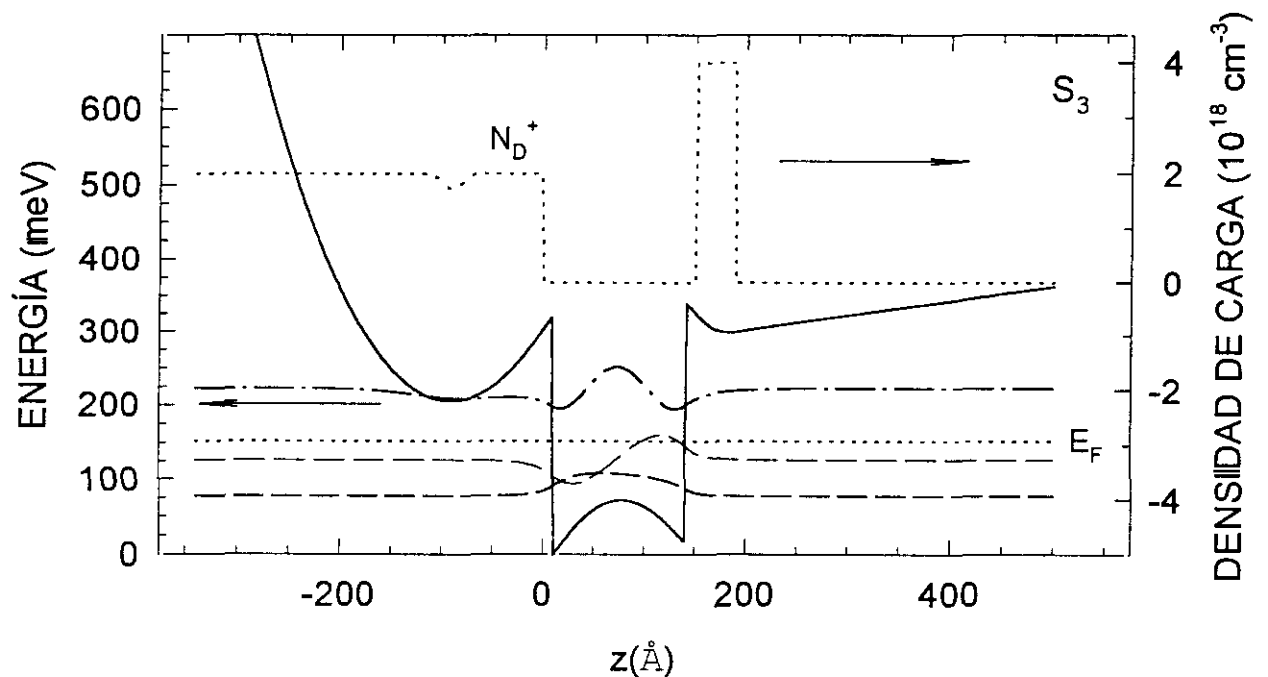


Figura 5.6.- Estructura de niveles formados en la muestra S3.

Hay que indicar que el procesado final necesario para formar tanto la barra Hall como la puerta para modular la carga en el canal y la realización de los contactos óhmicos, se ha llevado a

cabo en el Departamento de Ingeniería Electrónica de la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación de la Universidad Politécnica de Madrid: Agradecemos a este Departamento el que nos haya facilitado las muestras para el estudio de sus propiedades de magnetotransporte.

En el capítulo siguiente presentaremos resultados experimentales significativos obtenidos sobre estas muestras, agrupados en términos de los parámetros que entren en juego en cada *medida*.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS EXPERIMENTALES

Presentamos en este capítulo las medidas de la magnetorresistencia transversal, diagonal R_{xx} y no-diagonal (Hall) R_{xy} , efectuadas sobre las muestras descritas anteriormente en el capítulo 5. En todos los casos se ha empleado la técnica de las cuatro puntas, imponiendo una corriente a lo largo de la muestra de $10\mu\text{A}$ y barriendo sobre el campo magnético, la temperatura, la tensión de puerta o la corriente eléctrica en la muestra siguiendo cuatro tipos distintos de medidas que vienen descritos en el capítulo 4. Los barridos sobre el campo magnético se llevaron a cabo a velocidad constante, unas veces a campo creciente y otras a campo decreciente, aunque no señalaremos el carácter creciente o decreciente del barrido puesto que no pudimos observar la aparición de histéresis en nuestras medidas.

6.1.- Determinación de los parámetros intrínsecos de la muestra.

Muchos son los parámetros que intervienen en el magnetotransporte de una muestra que contiene un GE2D; entre ellos podemos citar los exteriores, que controlamos directamente con el sistema experimental, como son el campo magnético, la temperatura, la corriente eléctrica inyectada y la tensión de puerta aplicada. Por otra parte tenemos los parámetros interiores como la densidad electrónica, la masa efectiva de los electrones que participan en el transporte, movilidad y tiempo de vida, a los que no tenemos acceso de maneja directa, que pueden sufrir modificaciones al variar los exteriores y que de cualquier forma son los queremos determinar para así conocer mejor las propiedades básicas y aplicadas de este tipo de sistemas.

De los valores obtenidos en las medidas de la magnetorresistencia, R_{xx} a campo cero y R_{xy} a bajo campo (región de comportamiento clásico), podemos obtener el número de electrones (n), la

conductividad y resistividad (σ_0 y ρ_0), el tiempo de vida (τ_0) y la movilidad (μ_0) de manera directa a partir de los datos. A continuación vamos a ver como se obtiene cada parámetro.

Número de electrones (n) - El número de electrones lo podemos obtener de dos formas distintas, una es a través de la pendiente Hall a bajo campo magnético y otra a partir del análisis espectral de las oscilaciones Shubnikov - de Haas.

– En la obtención del número de electrones a partir de la pendiente Hall se representa R_{xy} frente al campo magnético B en la región de bajo campo, obteniéndose una recta con la pendiente,

$$\left(\frac{\Delta R_{xy}}{\Delta B} \right)_{\text{bajo campo}} \text{ igual a} \quad C_H = \frac{1}{n \cdot e} \quad (6.1)$$

también denominando coeficiente Hall clásico, el cual depende únicamente de la densidad de portadores. Obtenemos por tanto:

$$n = \frac{1}{C_H \cdot e} \quad (6.2)$$

– El número de electrones se puede obtener a partir de las oscilaciones de la magnetorresistencia al variar el campo magnético. El origen de estas está íntimamente relacionado con las oscilaciones de la densidad de estados[§] que se deben al paso de los niveles de Landau a través del nivel de Fermi, al variar el campo magnético. Las oscilaciones presentan una periodicidad en $1/B$, que nos sirve para obtener el número de electrones. En efecto, de las expresiones de la energía de los niveles de Landau $E_{n_l} = \hbar \omega_c \left(n_l + \frac{1}{2} \right)$ y del nivel de Fermi $E_F = \frac{\pi \hbar^2 n}{m^*}$, se obtiene para el paso de dos niveles sucesivos a través del nivel de Fermi, es decir para el periodo de las oscilaciones $\frac{1}{B_{n_l+1}} - \frac{1}{B_{n_l}} = \frac{2e}{nh}$, por tanto la frecuencia de dichas oscilaciones viene dada por

[§] Otras propiedades presentan también comportamiento oscilatorio. Como las oscilaciones de la imanación (efecto de Haas - van Alphen), calor específico, magnetostricción, etc. que son propiedades de equilibrio o atenuación del sonido, propiedades ópticas etc que son propiedades de fuera del equilibrio.

$F = \frac{nh}{2e}$ y el número de electrones se obtiene de la frecuencia de dichas oscilaciones[§] y de constantes fundamentales:

$$n = \frac{2e}{h} F \quad (6.3)$$

Con una sola subbanda poblada los dos métodos deben ofrecer el mismo resultado, si bien han de tenerse en cuenta varias consideraciones que comentamos a continuación. El resultado que se obtiene con el primer método (pendiente Hall) es más local y puede venir afectado por irregularidades en el canal de conducción, suponiendo que no haya problemas de alineamiento de los contactos Hall. El resultado que se obtiene con el segundo método (frecuencia de las oscilaciones en la magnetorresistencia diagonal vs $1/B$) no adolece del problema del anterior, es un resultado extendido a toda la muestra y se obtiene en un rango de campo magnético más amplio, no obstante pueden aparecer efectos de modificación del número efectivo de portadores. En el caso de tener dos subbandas pobladas, el primer método no es sensible a este hecho y solo proporciona, de una manera "ciega", el número total de electrones que participan en el transporte (a bajo campo magnético), mientras que el segundo método es capaz de separar en dos fracciones dicho número de electrones (una para cada subbanda), como veremos mas adelante.

Movilidad clásica (μ_0) - La movilidad clásica o Hall (μ_0), es un parámetro de mérito para las aplicaciones tecnológicas de estas muestras consideradas como dispositivos electrónicos, se puede obtener de las medidas a bajo campo a partir de la pendiente Hall y de la resistividad a campo cero. Teniendo en cuenta que

$$\sigma_0 = ne\mu_0 \quad (6.4)$$

donde $\sigma_0 = \frac{1}{\rho_0}$ y $\rho_0 = R_0 \frac{A}{L}$ siendo ρ_0 y R_0 la resistividad y la resistencia a campo magnético cero, A el ancho de la muestra y L su longitud, obtenemos de acuerdo con (6.1) :

[§] La frecuencia de las oscilaciones de la magnetorresistencia (vs $1/B$) se obtiene a partir de un análisis de Fourier, esto se hace con la ayuda del algoritmo fft (fast fourier transform), para lo cual necesitamos tener los datos igualmente espaciados en $1/B$.

$$\mu_0 = \frac{\frac{L}{A} C_H}{R_0} \quad (6.5)$$

que nos permite obtener la movilidad clásica o movilidad Hall sin necesidad de hacer ninguna hipótesis sobre la masa efectiva de los portadores ni su tiempo de vida. En principio esta movilidad dependerá de la temperatura de la muestra y del número de electrones

Tiempo de vida clásico (τ_0) - El tiempo de vida τ_0 se puede obtener a partir del valor de la magnetoconductividad a campo $B = 0T$,

$$\sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau_0}{m^*} \quad (6.6)$$

y de acuerdo con (6.1), (6.2) y (6.4) se llega a

$$\tau_0 = \frac{m^*}{n_e e^2 R_0} \frac{A}{L} \quad (6.7)$$

o bien

$$\tau_0 = \frac{\mu_0 m^*}{e} \quad (6.8)$$

Masa efectiva (m^*) - La masa efectiva en volumen de los electrones en la aleación de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ es (Lui 88)

$$m^* = m_0 (0.023x + 0.067(1-x)) \quad (6.9)$$

siendo x , la fracción molar de In en relación al Ga, $0.023m_0$ la masa efectiva de los electrones, en volumen, en el In y $0.067m_0$ la masa efectiva de los electrones, en volumen, en el GaAs. Ahora bien, la masa indicada arriba es la masa en volumen, pero nosotros tenemos para los electrones que participan en el transporte, un canal de conducción bidimensional y la masa efectiva 2D se verá incrementada por este hecho y además se deben tener en cuenta efectos de no-parabolicidad en la banda de conducción, que podrían modificar su valor. Obtenemos su valor a partir de la variación de la amplitud de las oscilaciones Shubnikov de Haas con la temperatura, con un método

modificado del habitual, que nos permite extender el análisis a mas alto campo como veremos en el capítulo 7.

Tiempo de vida cuántico (τ_q) - Como último parámetro se ha estudiado el tiempo de vida cuántico de los electrones, τ_q . Este tiempo de vida se ha obtenido, en un amplio rango del campo magnético, analizando la evolución de los máximos de R_{xx} frente a $1/B$ a campos bajos y medios y frente a B a altos campos. En este caso se desarrolla un nuevo método, basado en el denominado de "los plots de Dingle", que nos permite extender el estudio a un rango del campo magnético no estudiado hasta ahora utilizando el transporte electrónico. Este estudio se describe ampliamente en el capítulo 8.

6.2.- Medida de las componentes de la magnetorresistencia transversal en función de B

Vamos a presentar en este apartado medidas de magnetorresistencia transversal diagonal y Hall, efectuadas en las muestras descritas en el capítulo 5, considerando como variable experimental el campo magnético y fijando la tensión de puerta, la corriente y la temperatura. Con estas medidas se puede determinar la densidad electrónica y la movilidad clásica. Se puede ver en las muestras estudiadas tres regiones en la dependencia del campo magnético de las oscilaciones en R_{xx} , donde va cambiando la forma de éstas. Este cambio esta íntimamente relacionado con la distribución de impurezas tanto en la región de dopado como en el canal bidimensional. También es posible detectar, de las oscilaciones SdH, la participación en el transporte de canales "paralelos" tridimensional si aparece una pendiente, a bajo campo, en la traza de R_{xx} , o una dependencia con el campo magnético en la pendiente de de R_{xx} .

6.2.1.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} en la muestra K4

Las medidas que representamos en la figura 6.1 a) se llevaron a cabo a una temperatura $T = 4.2K$ y a una tensión de puerta $V_g = 0V$. Podemos observar tres regímenes en el comportamiento de la muestra K4 (5.2.1). El primero de ellos corresponde al campo magnético bajo, 0T a 2T. Tenemos en este caso una resistencia Hall con comportamiento lineal, sin la presencia de plateaus y una pendiente que nos permite obtener el número de portadores en el canal. La magnetorresistencia

diagonal R_{xx} presenta oscilaciones SdH, pero solo al final de la región de "bajo campo". Aún en ese caso su amplitud es menor que el valor de R_0 ($\Delta R_{xx} < R_0$). Ésta es la región donde algunos autores consideran los niveles de Landau de forma Lorentziana (Isihara 85, Coleridge 89), ver 3.2.1. En el segundo régimen, empiezan a formarse los plateaus del efecto Hall cuántico en R_{xx} aunque no están definidos completamente, solo a partir de 6T se puede decir que están totalmente formados. Podemos ver cómo, coincidiendo con la posición de los plateaus en R_{xy} , se dan mínimos en la magnetorresistencia R_{xx} alcanzándose valores próximos a cero.

La figura 6.1 b) representa las medidas efectuadas a una temperatura $T = 2.1$ K y a una tensión de puerta $V_g = 0.15$ V. Esta última condición impone un aumento del número de electrones en el canal, de acuerdo con la disposición de la puerta sobre el pozo, por otra parte la disminución de la temperatura produce mínimos de R_{xx} menores.

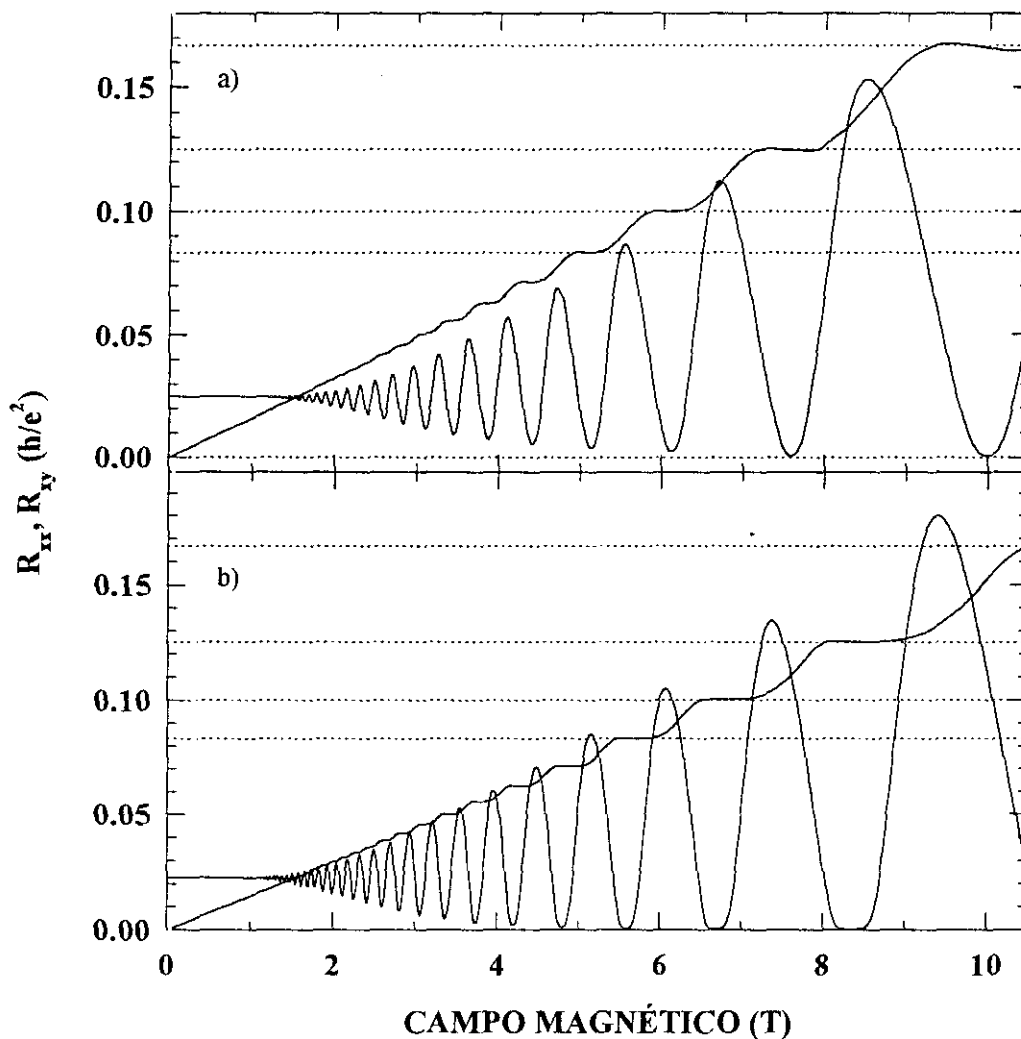


Figura 6.1.- Oscilaciones Shubnikov de Haas y resistencia Hall correspondientes a la muestra K4. a) $T=4.2$ K y $V_g=0$ V, b) $T=2.1$ K y $V_g=0.15$ V

Podemos observar también en este caso tres regímenes en el comportamiento de la muestra, análogos a los que aparecen en el caso anterior. No obstante hay diferencias debidas a las dos condiciones indicadas anteriormente. Al haber más electrones en el canal, aumenta el número de oscilaciones y disminuye la pendiente de R_{xy} . Por otra parte vemos en las últimas oscilaciones medidas, donde R_{xx} alcanza un valor muy pequeño, virtualmente 0Ω , entrando la muestra en un régimen no disipativo, lo que se interpreta como una localización de los electrones en ese rango del campo magnético (*Prange 87*).

6.2.2.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra T4

A continuación vamos a comentar la figura 6.2 que corresponde a las medidas de las oscilaciones Shubnikov de Haas y de la resistencia Hall sobre la muestra que hemos denominado T4, es una muestra igual a la K4 (5.2.1) litografiada a partir de la misma oblea. Las medidas han sido efectuadas a la misma temperatura ($T=2.1 \text{ K}$), pero con tensiones de puerta V_g diferentes: -0.3V , 0.0V y 0.1V . En todos los casos aparecen tres regiones en el comportamiento de la muestra (bajo campo, campo medio y alto campo, en la primera región la resistencia R_{xy} presenta como antes una característica lineal, con una pendiente que va disminuyendo al aumentar la tensión de puerta, V_g . Esta región llega aproximadamente, como en el caso de K4 hasta 2T , donde empiezan a aparecer las oscilaciones Shubnikov de Haas, pero de nuevo con amplitudes muy pequeñas ($\Delta R_{xx} < R_0$). En esta región no es decisivo distinguir entre niveles de forma Lorentziana o de forma Gaussiana, por que en ambos casos, se predicen los mismos resultados para las magnetorresistencias (*Urbina 96*). En el segundo régimen empiezan aparecer para esta muestra, los plateaus de efecto Hall cuántico, aunque no están bien desarrollados. Podemos ver, como al aumentar el número de electrones en el canal, alcanzamos el valor cero en la magnetorresistencia coincidiendo con la posición de los plateaus.

Se puede ver también un desplazamiento en los máximos de las oscilaciones de R_{xx} , al ir aumentando el número de electrones, en efecto, al aumentar en número de electrones, aumenta la energía del nivel de Fermi y el paso de los niveles de Landau a través de dicho nivel se produce a valores mayores del campo magnético.

En la figura 6.2 a) vemos que las oscilaciones de R_{xx} tienen una marcada asimetría que no

es tan evidente en 6.2 b) ni en 6.2 c). Esta asimetría que aparece también en las medidas de la magnetorresistencia transversal en otras heteroestructuras (Haug 87), aparece de manera muy evidente en la parte alta de la región que estamos estudiando, y suponemos que es debido al scattering producido por centros atractivos situados en la capa de dopado.

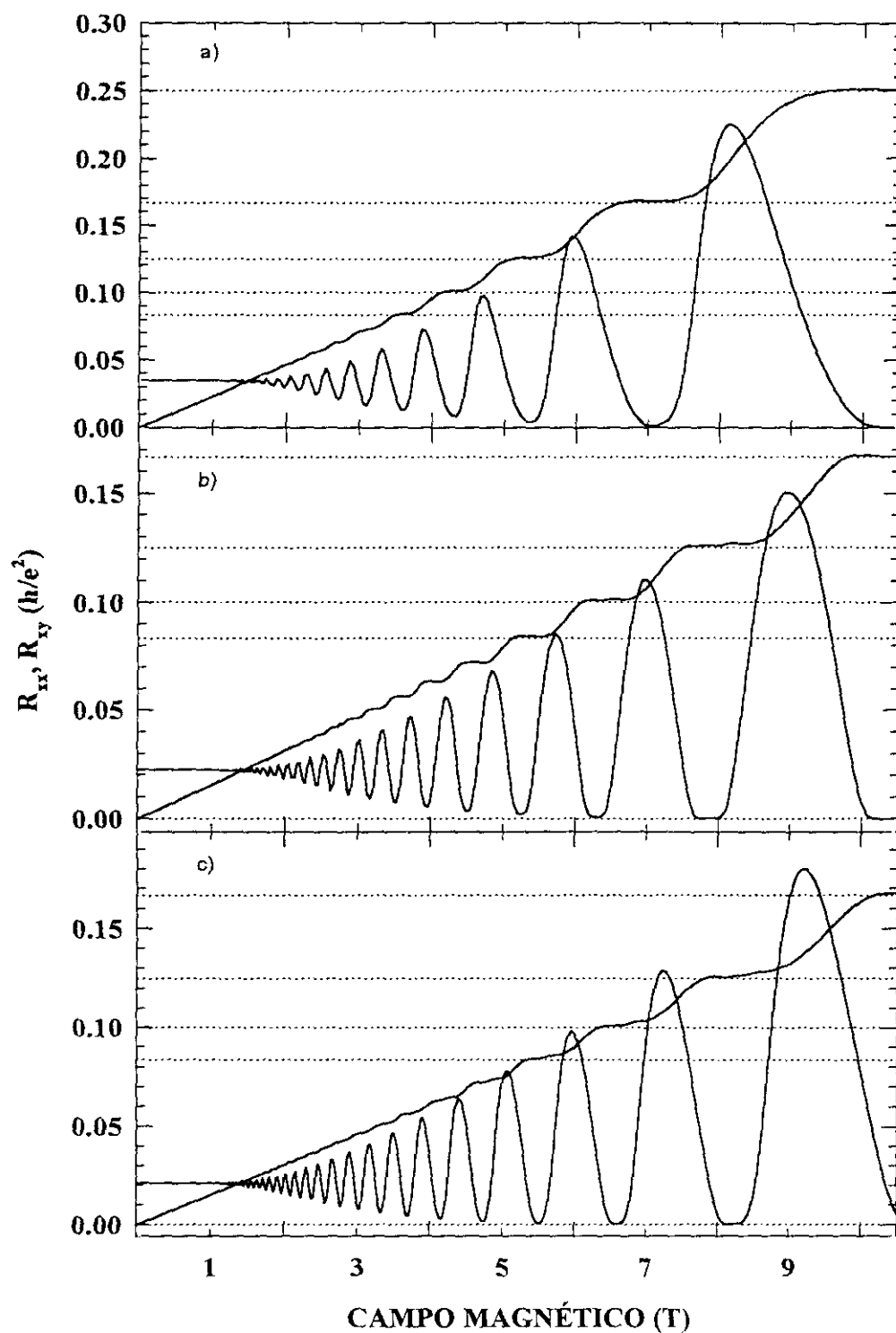


Figura 6.2.- Oscilaciones Shubnikov de Haas y resistencia Hall correspondientes a la muestra T4 a $T=2.1$ K. a) $V_g=-0.3$ V, b) $V_g=0$ V, c) $V_g=0.1$ V.

6.2.3.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra T5

Presentamos en las figura 6.3 los resultados de las medidas de la magnetorresistencia transversal diagonal R_{xx} sobre la muestra T5 (5.2.2.), a la misma temperatura ($T=2.1$ K) y a dos tensiones de puerta diferentes 0.10V y 0.25V respectivamente.

El centro del nivel de Landau que en la figura 6.3 a) se encuentra próximo a 7T es el que aparece en la figura 6.3 b) alrededor de 8T, este desplazamiento se ha producido por la elevación del nivel de Fermi al introducir mas electrones en el pozo, lo que implica necesariamente una elevación del campo magnético si queremos que el nivel de Landau alcance el nivel de Fermi.

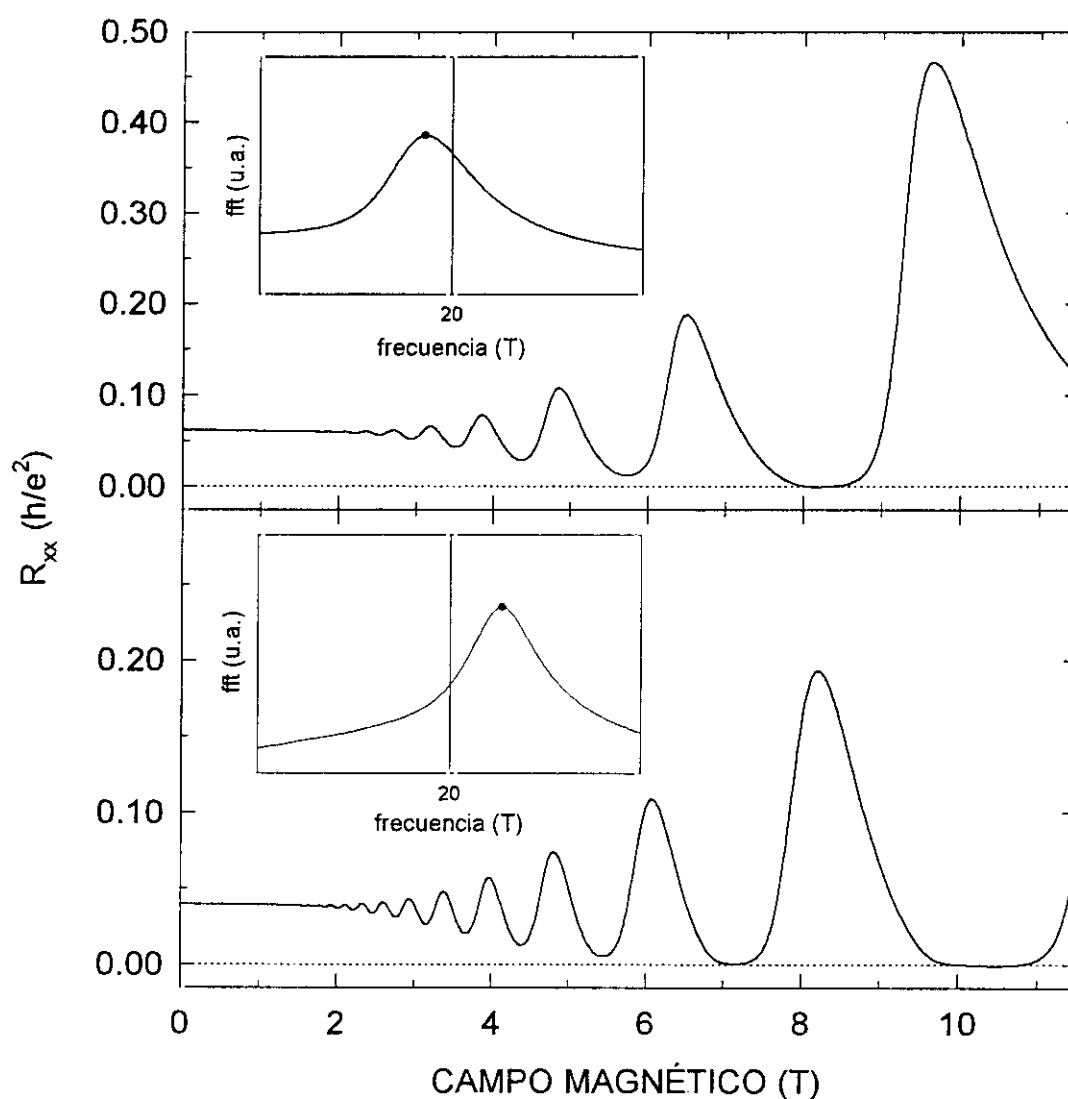


Figura 6.3.- Oscilaciones Shubnikov de Haas correspondientes a la muestra T5 a $T=2.1$ K. a) $V_g=0.10$ V, b) $V_g=0.25$ V. En los gráficos insertados se puede ver la variación de la frecuencia, por tanto del número de electrones, al cambiar la tensión de puerta.

El valor más alto de R_0 en el primer caso es debido a la menor densidad electrónica, impuesta por la menor tensión de puerta aplicada. La modificación de la densidad electrónica se puede apreciar muy claramente en los gráficos insertados que representan la amplitud de la transformada de Fourier frente a la frecuencia de las oscilaciones SdH frente a $1/B$, el pico de frecuencia nos permite obtener el número de electrones en el GE2D ($n = \frac{2e}{h} F$), en el caso a) con $V_g = 0.10$ V, la frecuencia es $F=18.61$ T ($n = 0.90 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$), mientras que en el b) con $V_g=0.25$ V es $F=22.74$ T ($n = 1.10 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$).

6.2.4.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S1

En las figura 6.4 incluimos las medidas de las magnetorresistencias R_{xx} y R_{xy} efectuadas sobre la muestra S1 (5.2.3). Como en los casos anteriores observamos tres regiones en estas medidas, bajo campo, campo medio y alto campo

Vemos que las oscilaciones Shubnikov de Haas, empiezan en 2T para el caso correspondiente a la tensión de puerta $V_g = 0$ V, para el caso de $V_g = 0.50$ V, empiezan en 1.3T y para el último caso, $V_g \approx 0.80$ V, empiezan en 1T. Ocurre lo mismo para la transición entre las tres regiones que estamos considerando en toda la sección.

Conviene comentar en este caso dos hechos: en primer lugar, no aparece tan claro el efecto de la asimetría en las oscilaciones de R_{xx} , posiblemente debido a la mayor densidad electrónica en la muestra S1 respecto de la T5 y en segundo lugar en el caso de $V_g = 0.80$ V, se ve una anomalía en la zona de los plateaus por exceso de electrones en el canal que posiblemente pudiera haber producido una conducción, por polarización directa excesiva de la unión Schottky puerta – capa de dopaje.

6.2.5.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S2

A continuación describiremos los resultados la figura 6.5 donde se incluyen las medidas de las magnetorresistencias R_{xx} y R_{xy} efectuadas sobre la muestra S2 (5.2.4) a una temperatura de 2.1 K y sin aplicar tensión de puerta. Se observa un perfil de las oscilaciones Shubnikov de Haas con una gran asimetría, no hay que olvidar que esta muestra tiene el dopaje invertido, del lado del sustrato, y además una capa de dopaje que hace las funciones de tapón para evitar el “despoblamiento” del pozo, sin duda estos parámetros y el pequeño número de electrones cooperan entre si de manera que aparece esta asimetría, naturalmente aparece también un comportamiento anómalo en los “plateaus” que tienen una pendiente positiva sobre todo a campo medio.

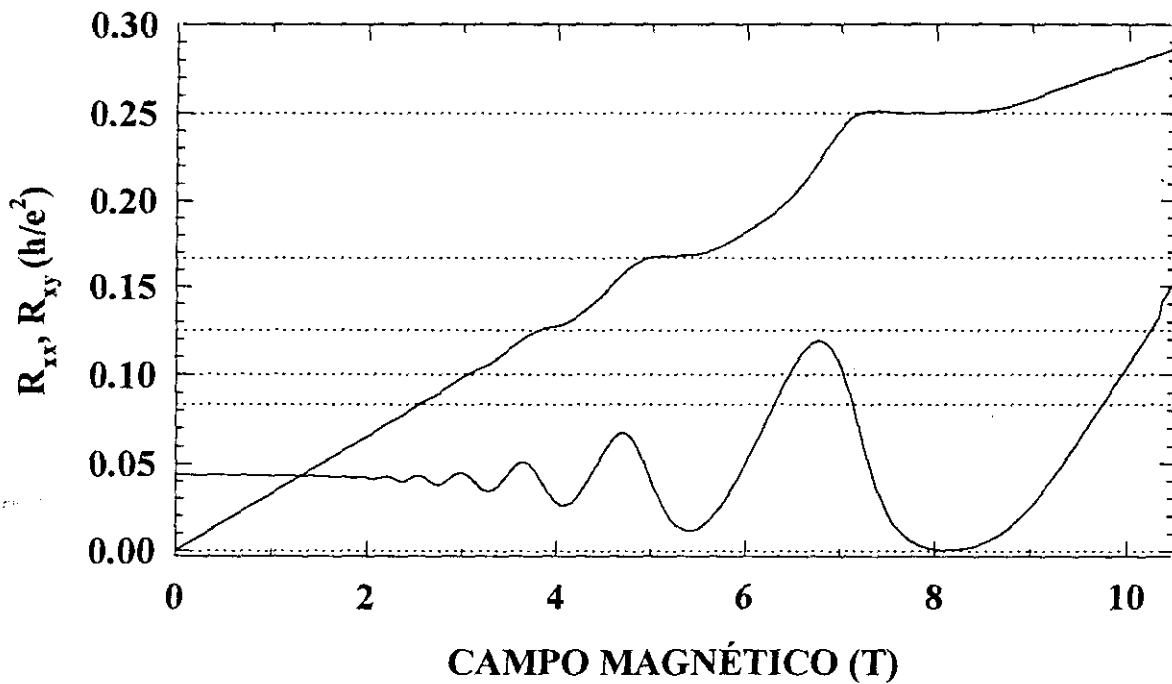


Figura 6.5.- Oscilaciones Shubnikov de Haas correspondientes a la muestra S2 a $T=2.1$ K y sin aplicar tensión de puerta.

6.2.6.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S3

Describimos en este apartado los resultados de las medidas efectuadas sobre la muestra S3 (5.2.5) a varias temperaturas y a varias tensiones de puerta. Recordemos que esta muestra tiene doble dopaje lo que proporciona una mayor cantidad de electrones en el canal bidimensional, de hecho se esperaba la ocupación de la segunda subbanda aún sin aplicar tensión de puerta.

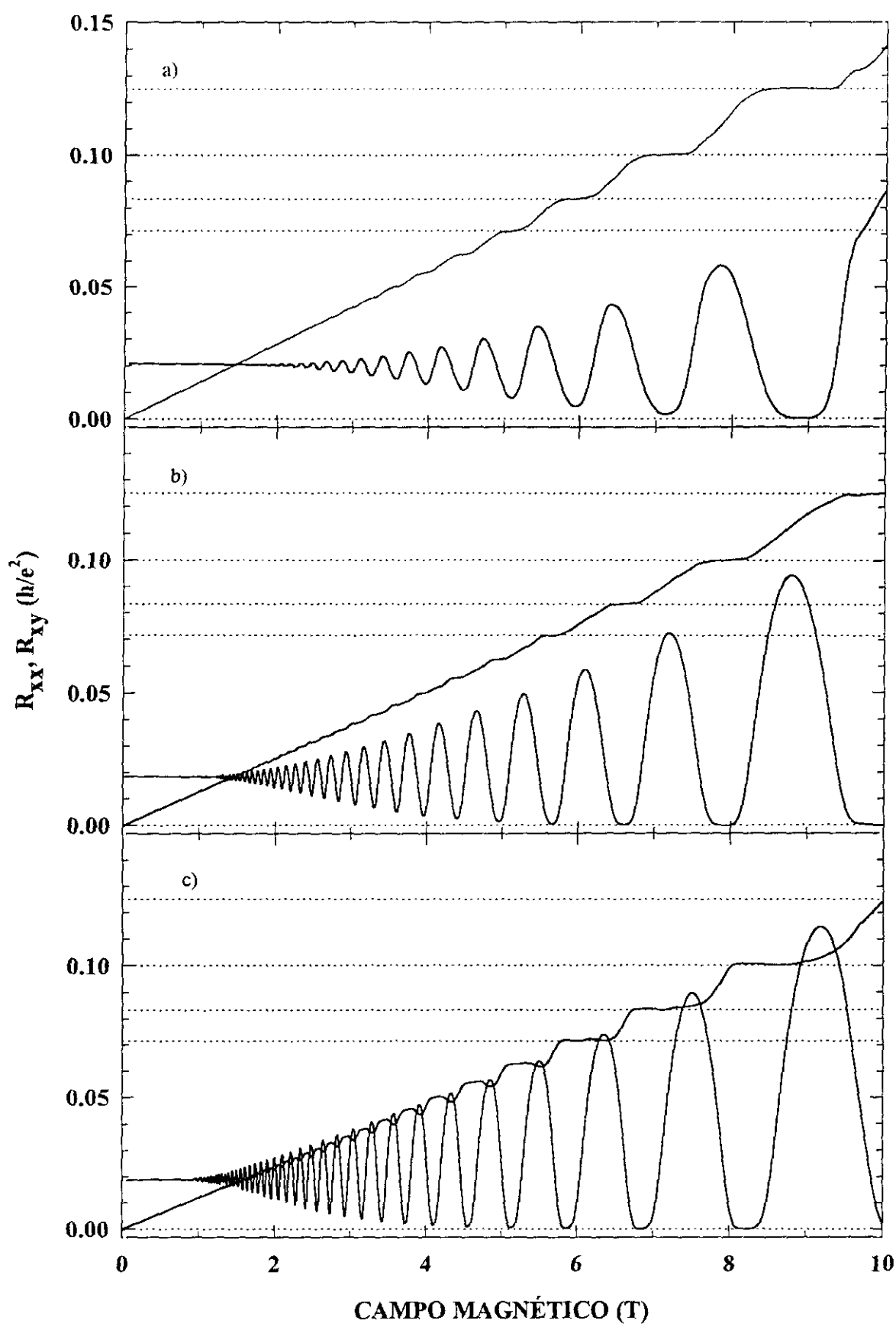


Figura 6.4.- Oscilaciones Shubnikov de Haas correspondientes a la muestra S1 a $T=2.1$ K.
a) $V_g=0.0$ V, b) $V_g=0.5$ V, c) $V_g=0.8$ V.

Podemos ver en la figura 6.6 a) las oscilaciones SdH a $V_g = -0.7$ V y $T = 4.2$ K. En la figura interior aparece la fft correspondiente a dichas oscilaciones frente a la inversa del campo magnético, lo que nos permite obtener la densidad electrónica a través de la frecuencia. Se obtiene un valor de frecuencia $F = 22.58$ T correspondiendo a una densidad electrónica de $1.09 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$

Vemos en 6.6 b) las oscilaciones SdH ahora a una tensión de puerta de $V_g = 0.0$ V y $T = 2.1$ K. Aparece ahora un mayor número de oscilaciones como corresponde a un mayor número de electrones en el canal de conducción. Como se esperaba, se ven dos picos en el espectro de frecuencias indicando el poblamiento de dos subbandas. Las frecuencias son $F_0 = 38.61$ T y $F_1 = 11.07$ T correspondiendo a una densidad en la primera subbanda de $1.87 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ y de $0.54 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ en la segunda.

Vemos en la figura 6.6 c) las oscilaciones correspondientes a la misma muestra sometida ahora a una tensión de puerta de $V_g = 0.3$ V y $T = 2.1$ K. Aumenta de nuevo el número de oscilaciones al aumentar la tensión de puerta y por tanto el número de electrones, consecuentemente disminuye la resistencia a campo cero. En este caso se ve mas claramente un batimiento en las oscilaciones, una indicación del poblamiento de mas de una subbanda. El análisis de Fourier, que se ve en la figura interior, nos proporciona la confirmación del poblamiento de dos subbandas, que ya obtuvimos anteriormente a $V_g = 0.0$ V. Las frecuencias obtenidas son $F_0 = 42.43$ T y $F_1 = 18.42$ T, correspondiendo a una densidad en la primera subbanda de $2.05 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ y de $0.89 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ en la segunda.

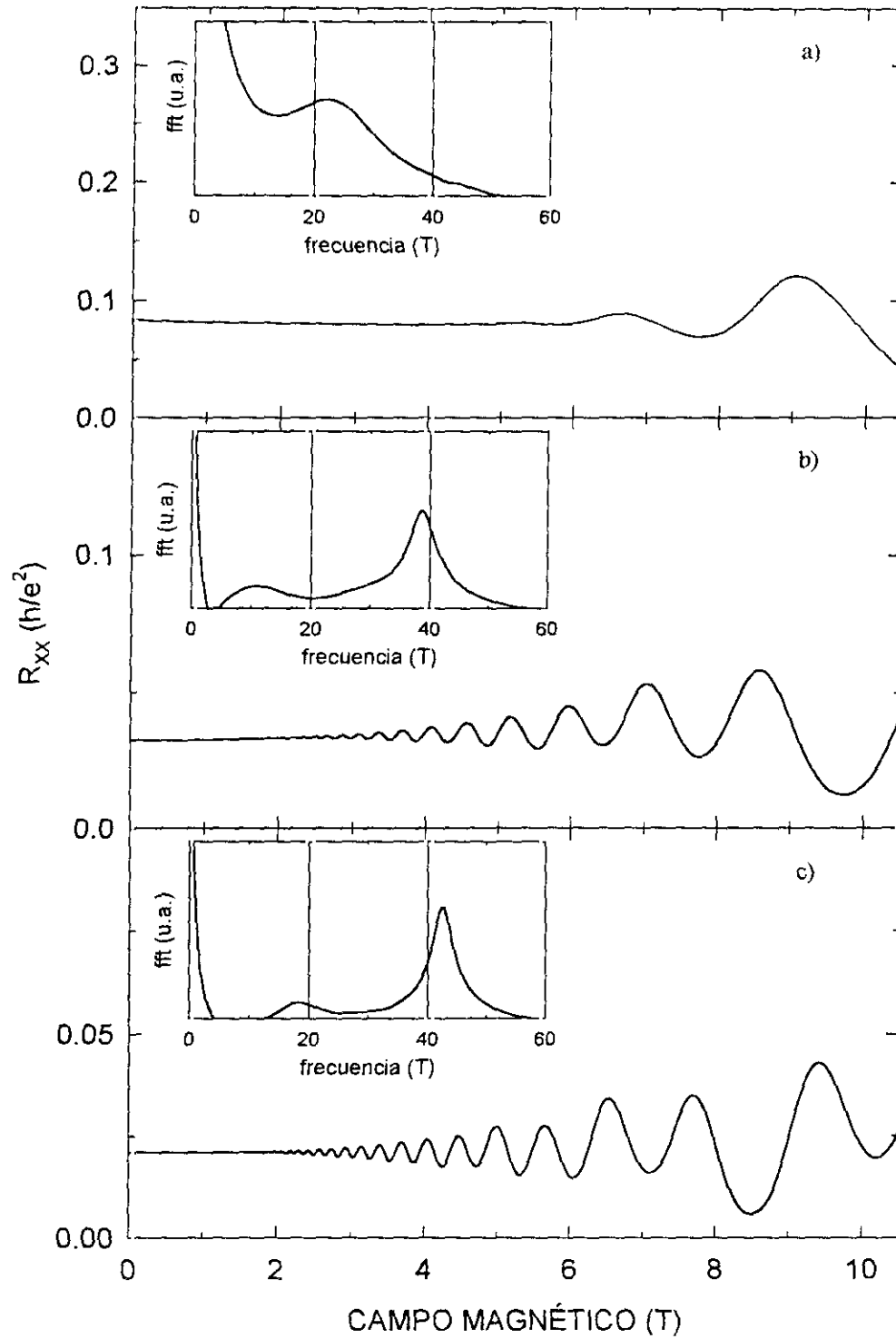


Figura 6.6.- Oscilaciones Shubnikov de Haas correspondientes a la muestra S3. a) $V_g = -0.7$ V y $T = 4.2$ K, b) $V_g = 0.0$ y $T = 2.1$ K y c) $V_g = 0.3$ V y $T = 2.1$ K. En las figuras interiores tenemos representadas la fft correspondientes a las oscilaciones Shubnikov de Haas frente a la inversa del campo magnético, lo que nos permite obtener la densidad electrónica para los tres casos.

6.3.- Medida de las componentes de la magnetorresistencia transversal en función de V_g .

En este apartado presentamos medidas de magnetorresistencia transversal diagonal y Hall donde la variable de medida es la tensión de puerta, manteniendo constante la temperatura y el campo magnético. En este tipo de medida es en el que Klitzing observó por primera vez plateaus Hall en una estructura MOSFET. En estas medidas la estructura de niveles de Landau permanece fija, al mantener fijo el campo magnético, y se va cambiando el nivel de Fermi, lo que da como resultado oscilaciones SdH en la magnetorresistencia transversal diagonal y plateaus Hall en la magnetorresistencia Hall.

Las medidas con variación de la tensión de puerta presentan mayores dificultades que las medidas con variación del campo magnético fundamentalmente debido al comportamiento de la puerta considerada como diodo Schottky. En efecto, si sometemos al diodo a una polarización directa excesiva, puede llegar a conducir introduciendo un canal no controlado dentro de la muestra y si se polariza en inversa, pueden aparecer corrientes de pérdidas que enmascaran la señal principal. Además si las excursiones en la tensión de puerta son grandes, aparecerá una relación tensión de puerta–densidad electrónica no lineal. Por último, como al cambiar la tensión de puerta estamos moviendo a los electrones por la estructura, inyectándolos y sacándolos del canal bidimensional, tenemos el riesgo de que queden atrapados en la barrera o en defectos de la red modificando no solo el número de electrones que participan en el transporte sino también la distribución de impurezas entre ciclos de aplicación de la tensión de puerta de una manera no repetible.

6.3.1.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra T4

Presentamos en la figura 6.7 los resultados de las medidas de la magnetorresistencia transversal diagonal y Hall efectuadas sobre la muestra que denominamos T4 efectuadas a una temperatura de 2.1 K. Para llevar a cabo estas medidas se fija la temperatura y el campo magnético y se varía la tensión de puerta. Como ya indicamos en el capítulo 3, el valor del campo magnético fija la estructura de niveles de Landau, que están separados entre sí $\hbar\omega_c$ ($\propto B$) y al variar la tensión de puerta, se modifica el nivel de Fermi, de forma que éste atraviesa los niveles de Landau que se encuentran a su paso. Para campos pequeños puede atravesar un buen número de niveles, que va

disminuyendo conforme el campo aumenta al aumentar la separación entre éstos. En la figura se reflejan las medidas a $B = 6.30, 7.87$ y 10.50 T; se puede observar un perfil de las oscilaciones muy similar al que se obtiene en los barridos en campo magnético. Por otra parte, en la magnetorresistencia Hall se observan los plateaus a los valores esperados, h/e^2 , donde i es un entero par. Se indica en la figura el valor del índice del nivel de Landau, observándose un aumento de la separación entre niveles al incrementarse el campo magnético.

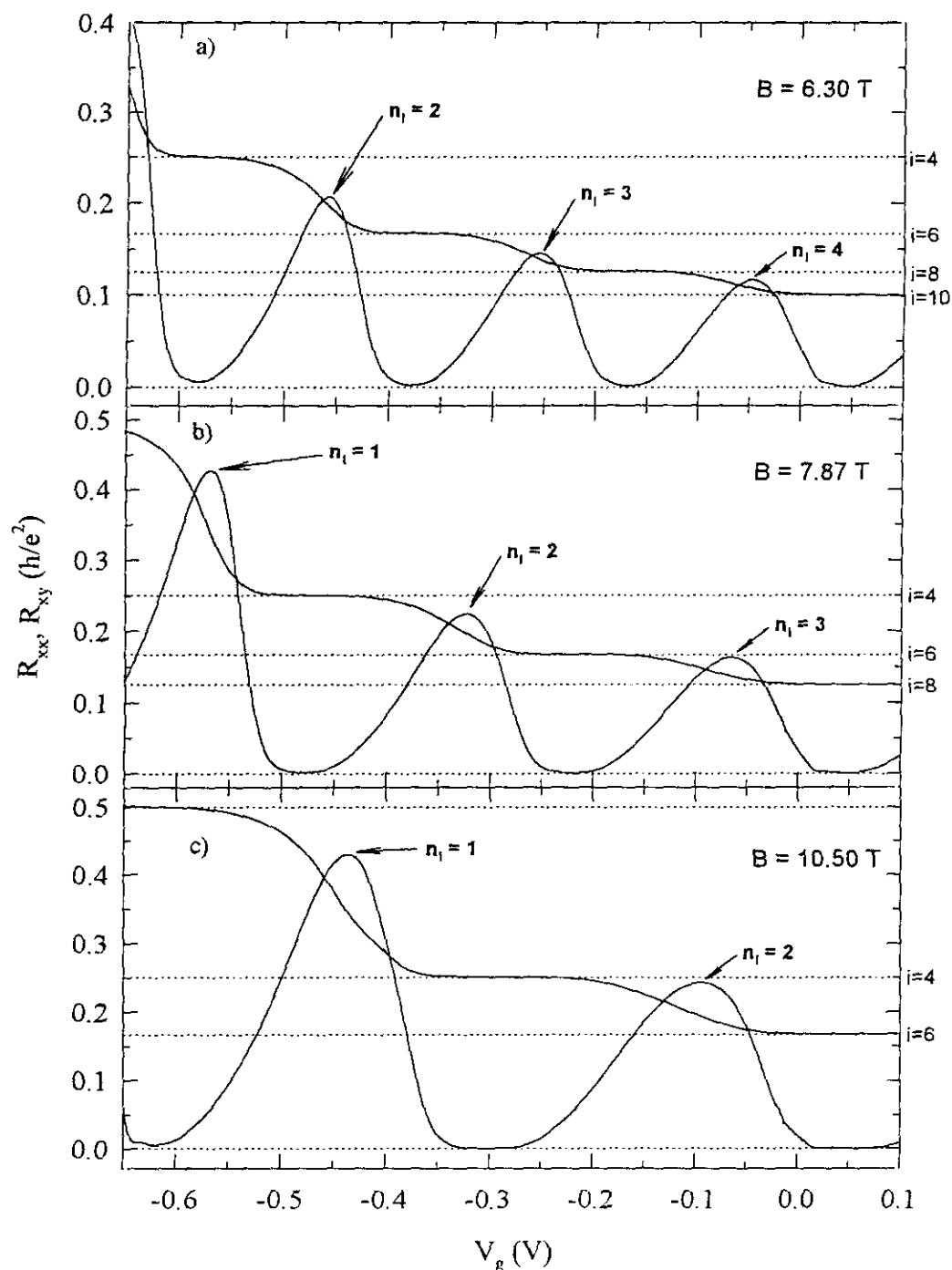


Figura 6.7.- Magnetorresistencia transversal diagonal y Hall correspondientes a la muestra T4 efectuadas a $B=6.30, 7.87$ y 10.50 T y $T=2.1$ K. En la figura se indican los índices de nivel de Landau y de escalón Hall respectivamente.

6.3.2.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S1

Vemos en la figura 6.8 los resultados de las medidas de la magnetorresistencia transversal diagonal y Hall efectuadas sobre la muestra S1, a una temperatura de 2.1 K. Como en el apartado anterior campo magnético y temperatura son los parámetros de medida y la tensión de puerta la variable. En este caso consideramos V_g variando entre -1.5 y 1 V, lo que supone un considerable excursión en tensión de puerta que permite ver las oscilaciones correspondientes a tres niveles de Landau a pesar del alto campo magnético empleado. En la figura se observan plateaus R_H perfectamente formados a los valores esperados. Se representa también la evolución de la resistencia transversal diagonal a campo cero, que podría considerarse como la línea de base de las oscilaciones a los distintos campos magnéticos considerados, en este caso 10 T.

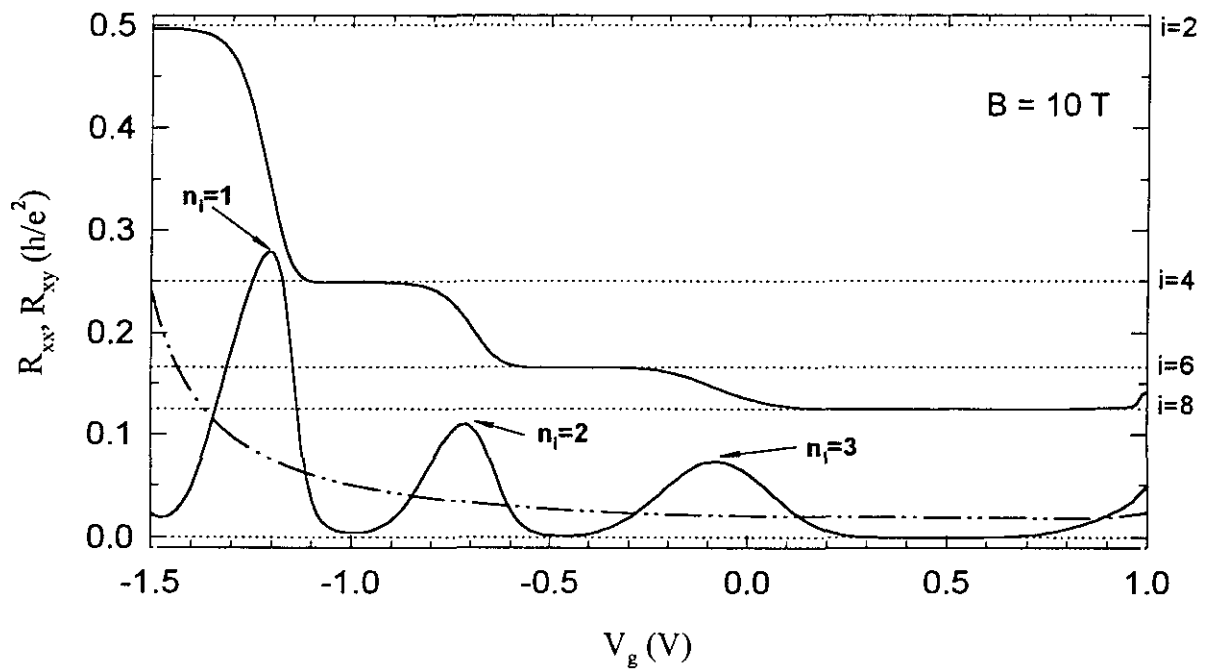


Figura 6.8.- Magnetorresistencia transversal diagonal y Hall correspondientes a la muestra S1 efectuadas a $B=10$ T y $T=2.1$ K. En la figura se indican los índices de nivel de Landau y de escalón Hall respectivamente. En la línea discontinua se representa la resistencia R_{xx} a campo cero y a la misma temperatura.

6.3.3.- Medidas de R_{xx} y R_{xy} sobre la muestra S3

Vemos en este caso, en la figura 6.9, los resultados de las medidas de la magnetorresistencia transversal diagonal y Hall efectuadas sobre la muestra S3, a una temperatura de 4.2 K. Como en el apartado anterior campo magnético y temperatura son los parámetros de medida y la tensión de

puerta la variable. Consideramos ahora la magnetorresistencia transversal diagonal para tres campos magnéticos, 5, 8 y 10.5 T y una tensión de puerta que varía entre -0.7 y 0.4 V.

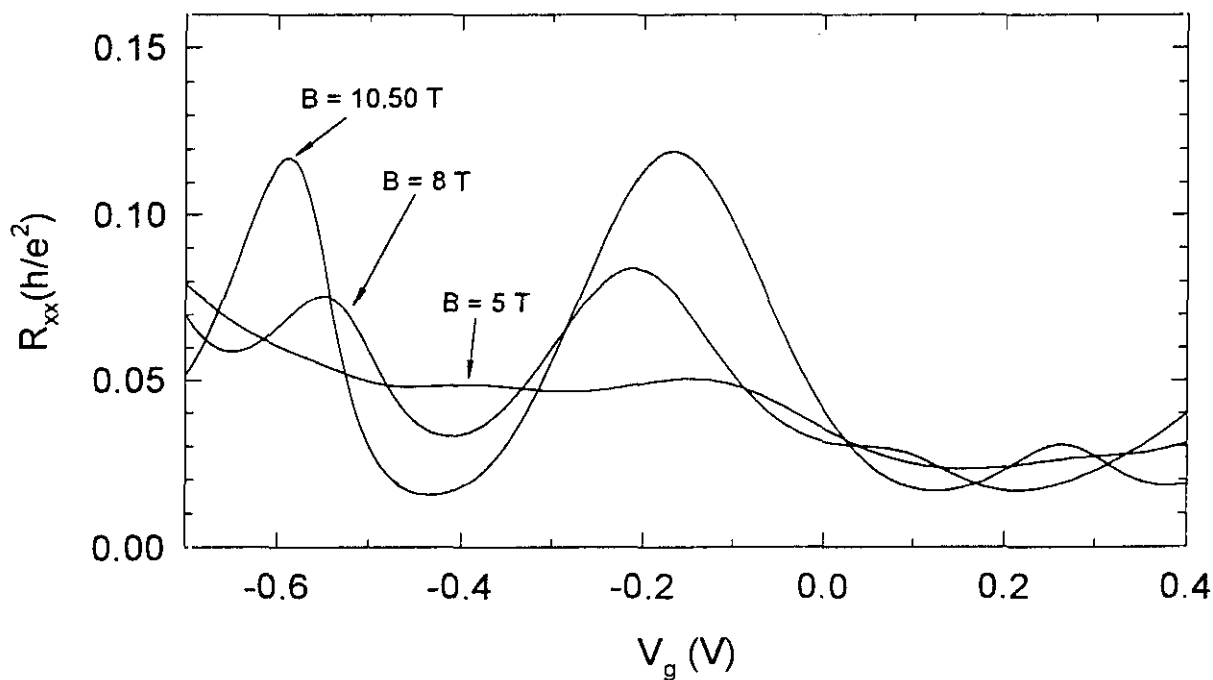


Figura 6.9.- Magnetorresistencia transversal diagonal y Hall correspondientes a la muestra S3 efectuadas a $B=5, 8$ y 10.5 T y $T=4.2\text{ K}$.

6.4.- Dependencias con la temperatura de R_{xx} y R_{xy}

El aumento de la temperatura de la muestra produce un amortiguamiento de la amplitud de las oscilaciones de la magnetorresistencia transversal diagonal (figura 7.2); de hecho, al ser dicho amortiguamiento función de la masa efectiva de los electrones que participan en el transporte, permite determinar su valor. En el capítulo siguiente se estudia con detenimiento las características de este amortiguamiento, su relación con los “efectos de muchos cuerpos” (many body effects) y el procedimiento seguido para la determinación del valor de la masa efectiva.

Se representa en la figura 6.10 los resultados de las medidas de la magnetorresistencia Hall efectuadas sobre la muestra T4 a $B=7.87\text{ T}$ y $T=2.1, 4.2, 6, 10.5$ y 15 K . Se puede apreciar que la posición de los plateaus no es una función de la temperatura, pero sí su ancho que disminuye al calentar la muestra; además los plateaus se inclinan, apareciendo una pendiente. Estos efectos no

son exclusivos de las muestras de InGaAs, ya que aparecen también en muestras de GaAs o en MOSFET de Si (*Prange 87*)

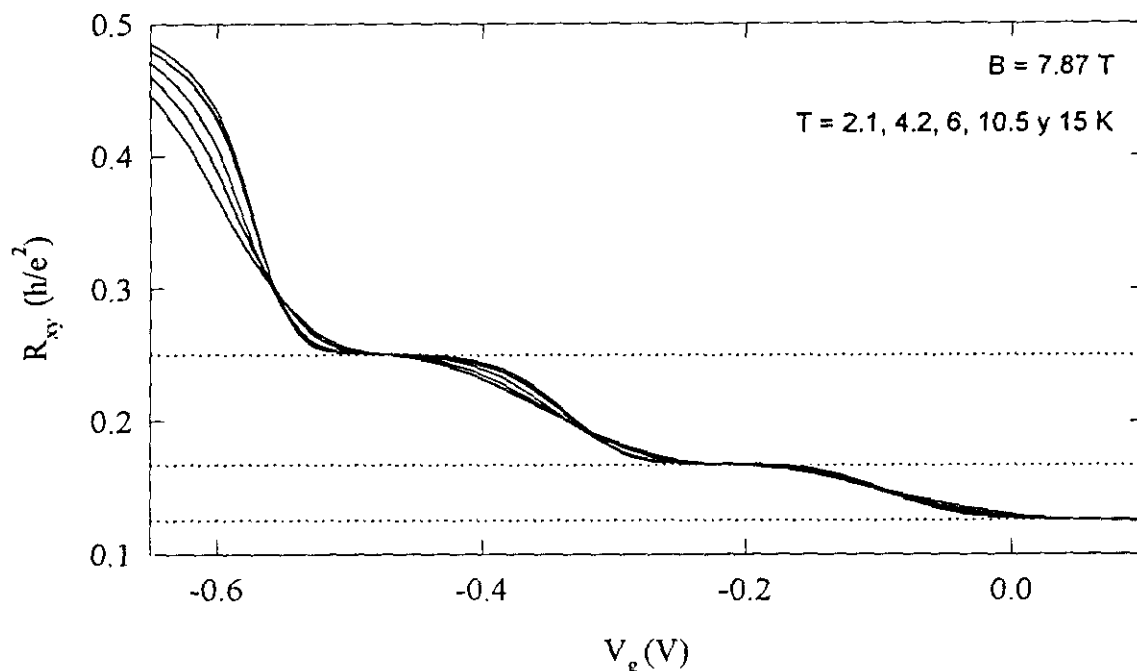


Figura 6.10.- Magnetorresistencia Hall correspondiente a la muestra T4 medida a las temperaturas 2.1, 4.2, 6, 10.5 y 15 K, el campo magnético estaba fijado a 7.87 T. Se produce una degradación en la "calidad" de los plateaus que consiste por una parte en su estrechamiento y por otra en la aparición de una pendiente en todos los plateaus. Ambos efectos están presentes en todas las muestras, no solo en las muestras de InGaAs.

6.5.- Efectos de la intensidad de la corriente.

Representamos en la figura 6.11 los resultados de las medidas de la magnetorresistencia transversal diagonal y Hall efectuadas sobre la muestra S1 a $V_g=0$ V y $T=4.2$ K, la familia de curvas se ha obtenido después de suministrar a la muestra las intensidades de corriente $I=3, 10, 30, 60, 90, 120$ y $150 \mu\text{A}$. En la figura 6.12 a) se representa un detalle de las oscilaciones que se producen en R_{xx} y en la 6.12 b) aparece la fft de R_{xx} versus $1/B$ correspondiente a cada intensidad de corriente eléctrica suministrada a la muestra

Conviene destacar en las medidas de la magnetorresistencia Hall dos hechos, uno es el pequeño cambio de pendiente que se produce, indicando una variación en el número de electrones y el otro hecho significativo es la aparición de un "montículo" mas claro cuanto mas alto es el campo magnético y mas pequeña la intensidad de la corriente, éste montículo se ha observado

en otras muestras (*Richter 92*) y se considera un precursor del efecto del levantamiento de la degeneración de spin (spin-splitting) que se acaba desarrollando a campos magnéticos mas altos. Respecto a las oscilaciones SdH conviene destacar su falta de coherencia, que tiene su origen en la modificación de la frecuencia (figura 6.12 b) y de fase de estas frente a $1/B$. También en las medidas de R_{xx} se aprecia un inicio del efecto de levantamiento de la degeneración de spin en el nivel de Landau $n_l=4$ ($\approx 7.5T$) produciéndose mas claramente en el nivel 3 (figura 6.12 a). En este último caso se puede observar una disminución relativa de la amplitud del segundo pico del spin-splitting al aumentar la intensidad de la corriente en la muestra. Este resultado se debe resaltar, ya que otros autores (*Svoboda 92, Nachtwei 94*) han obtenido resultados opuestos a los nuestros.

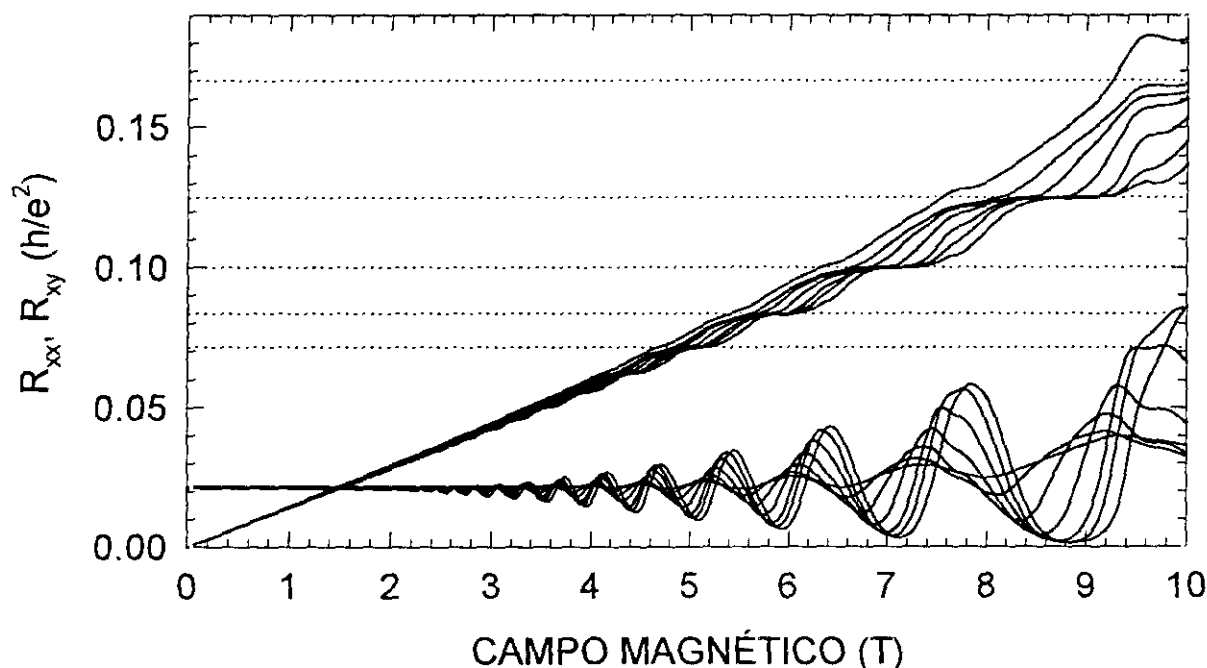


Figura 6.11.- Magnetorresistencia transversal diagonal y Hall correspondientes a la muestra S1. Estas medidas, donde se toma la intensidad de la corriente eléctrica como parámetro, se han llevado a cabo a $I=3, 10, 30, 60, 90, 120$ y $150\mu A$ respectivamente y en todos los casos se han efectuado a $V_g=0V$ y $T=4.2 K$. Se desprende tanto de R_{xx} como de R_{xy} , una pequeña variación en el número de electrones y a campos altos, una deformación en las oscilaciones en R_{xx} acompañado por un "montículo" en R_{xy} , que constituyen un avance del levantamiento de la degeneración de spin (spin-splitting) que aparecerá mas claro a campos mas altos.

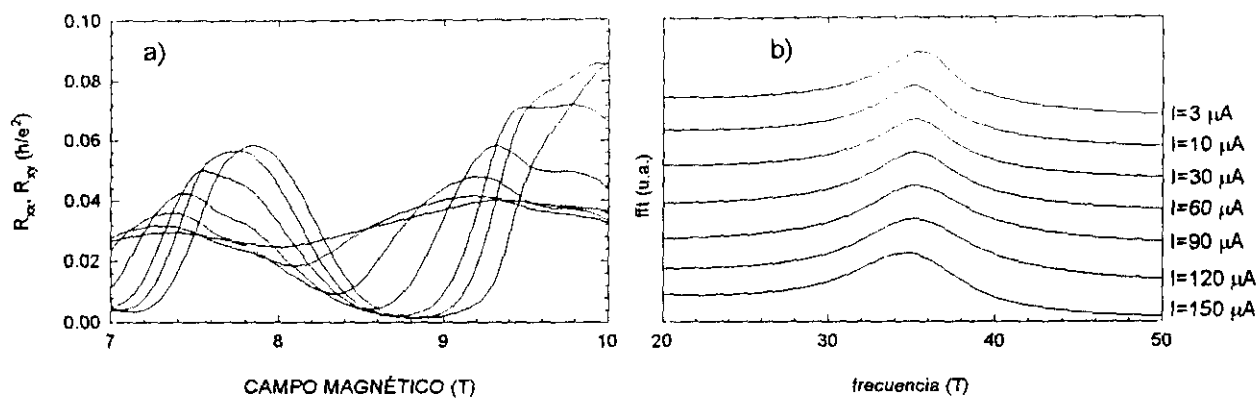


Figura 6.11.- a) región de alto campo de la magnetorresistencia transversal diagonal correspondiente a las medidas indicadas en la figura 6.11. Puede observarse el cambio de forma que se produce en las oscilaciones SdH, que se atribuyen a un levantamiento parcial de la degeneración de spin. b) fft de las oscilaciones SdH versus $1/B$, se observa un pequeño desplazamiento de la frecuencia con la intensidad de la corriente. Este desplazamiento de la frecuencia, junto con un cambio de fase en las oscilaciones da lugar a la falta de coherencia de éstas que aparece claramente en la figura 6.11

CAPÍTULO 7

DETERMINACIÓN DE LA MASA EFECTIVA

La determinación de las distintas propiedades de transporte, de las heteroestructuras semiconductoras, requiere el conocimiento de los valores exactos de la masa efectiva de los electrones en el canal de conducción, canal que, no olvidemos, es bidimensional. Durante años se ha supuesto que esta masa efectiva era idéntica a la masa 3D sin hacer mas consideraciones, sin embargo esta hipótesis deja de ser válida como consecuencia de varios factores que necesariamente han de tenerse en cuenta. Entre ellos podemos citar la concentración de In en el canal de conducción, el ancho de éste, la tensión de su red cristalina y el número de electrones que participan en el transporte. Podemos decir que la masa efectiva es una propiedad de equilibrio, a pesar de lo cual determina en parte las características del transporte en las heteroestructuras. Desde este punto de vista es un parámetro significativo que interviene en la conductividad del GE2D y que incorpora información sobre la estructura de la red: las bandas electrónicas y los efectos de "muchos cuerpos" (many - body effects) (*Ando 82*); es por tanto necesario tener su valor si se quiere llevar a cabo un estudio experimental del transporte en estructuras semiconductoras.

Para la determinación experimental de la masa efectiva se emplean principalmente dos técnicas, una óptica, resonancia ciclotrón en el infrarrojo lejano, y otra de transporte electrónico. En el caso de que la superficie de Fermi no se aleje mucho de la forma esférica, ambas masas dan los mismos resultados[§]. Nosotros utilizamos la técnica de transporte, que consiste en el estudio de la variación de la amplitud de las oscilaciones de la magnetorresistencia con la temperatura (*Shoenberg 84*). Sin embargo en el GE2D la variación de la magnetorresistencia con la

[§] Recordemos que la masa efectiva ciclotrón es $m_{ec} = \left(\frac{\hbar^2}{2\pi} \right) \left(\frac{\partial S}{\partial E} \right)$ donde S es un extremal de la superficie de Fermi y la

masa "de la densidad de estados" es $m_e = \left(\frac{\partial^2 E}{\hbar^2 \partial k^2} \right)^{-1}$

temperatura depende de la naturaleza de los estados electrónicos que acaban afectando a la determinación de la masa efectiva. Varios autores han considerado estas dificultades (*Coleridge 96, Kemerink 98*) e interpretado los resultados experimentales sobre la base alternativa de plots de activación. Este tipo de análisis son particularmente útiles para factores de llenado par y de bajo valor, donde se debe tener en cuenta la naturaleza localizada de los electrones de conducción.

Podemos extraer la información de la masa del término R_T (Ec 3.17) que modula las oscilaciones de la densidad de estados (Ec. 3.18) y de la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal, R_{xx} . La determinación de la masa efectiva a través de la dependencia con la temperatura de la magnetorresistencia oscilatoria fue aplicada por primera vez a capas de inversión de Si por Fowler, Fang, Howard y Stiles (*Fowler 66*), posteriormente se ha aplicado también a heterouniones de GaAs y pozos de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, de manera generalizada.

He empleado datos obtenidos de medidas en función del campo magnético y de la tensión de puerta, descritos en el capítulo 4 para la determinación de los valores de la masa efectiva. La temperatura se programó entre 2.1 y 25 K y el campo magnético entre 0 y 10.5T en el caso del medidas en función del campo magnético, y para medidas en función de la tensión de puerta se emplearon las mismas temperaturas y tensiones de puerta entre -1.5 y 1V. En ambos casos los máximos decrecen con la temperatura (de acuerdo con el término R_T), mientras que los mínimos aumentan de modo que no alcanzan el valor cero. Este último comportamiento se justifica al tener en cuenta que los niveles de Landau se van ensanchando al aumentar la temperatura, solapándose entre sí; en esta situación el nivel de Fermi nunca encuentra una energía con densidad de estados nula, lo que conduce a valores distintos de cero en R_{xx} .

7.1.- Factores que intervienen en el valor de la masa efectiva

Entre los factores más importantes que intervienen en el valor de la masa efectiva en las estructuras pseudomorficas, podemos citar:

- la **estequiometría del canal de conducción**. En las estructuras que consideramos, donde el elemento ternario es el In ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), la masa depende de la concentración de éste expresada en forma de fracción molar; tenemos que (*Liu 88*):

$$\frac{m_b^*}{m_0} = 0.067(1-x) + 0.023x \quad (7.1)$$

siendo m_0 la masa del electrón libre, m_b^* la masa efectiva del electrón en el canal y x la fracción molar del In

·el **ancho del canal**. Al disminuir éste aumentamos el confinamiento en el pozo cuántico, lo que conduce a un aumento de la masa. Este efecto empieza a ser visible para anchos de 200Å, llegando a incrementos de la masa del 50% con anchos de 30Å (Nag 93). Además al estrecharse el canal empiezan a aparecer efectos de no-parabolicidad, que será necesario tener en cuenta (Ekenberg 89).

·la masa efectiva puede modificarse también por el efecto de la **no parabolicidad de la banda de conducción** que produce un incremento de dicha masa al aumentar la concentración electrónica. En el caso de pozos cuánticos bajo la hipótesis de un potencial triangular, Ando (Ando 82) encuentra que el efecto de la nparabolicidad conduce a un incremento de la masa efectiva al nivel de Fermi de

$$m_{bp}^*(E_F) = \left(1 + \frac{\left(\frac{4}{3} \right) E_0 + 4E_F}{E_g} \right)^{\frac{1}{2}} m_b^* \quad (7.2)$$

siendo E_g la energía del gap (en el $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), E_0 y E_F corresponden a la energía de la primera subbanda y la de Fermi respectivamente y m_b^* es la masa en volumen.

·la **penetración de la función de onda del electrón en el material de la barrera** es causa de un aumento de su masa efectiva (Ekenberg 89, Wetzel 92, Dai 97), ya que hay una probabilidad finita de que el electrón se mueva en una zona que tiene mayor masa efectiva.

·una última causa, aunque no la menos importante, que modifica el valor de la masa es la **tensión de la red cristalina en el canal**, consecuencia del desajuste de los parámetros de red entre el sustrato y el canal de conducción, efecto ineludible en las estructuras pseudomorfas. Este efecto produce una modificación en la masa 3D que viene dada (Liu 88) por

$$m_{\text{e, transitorio}}^* = m_b^* \left(1 + \frac{\Delta E_g}{E_g} \right) \quad (7.3)$$

donde ΔE_g , el cambio que se produce en la energía del gap debida a la tensión de red., se puede poner como: $\Delta E_g = -\alpha \varepsilon$, α es el potencial de deformación hidrostática y ε es la deformación unitaria en la constante de red (People 87).

Existe un comportamiento antagónico de la masa ante la presencia de Indio como elemento ternario en el pozo: por una parte disminuye el valor de ésta al aumentar la fracción molar de Indio de acuerdo con (4.4.1), pero por otra parte, la tensión inducida en el canal por el desajuste de red debido a la presencia de Indio, produce un aumento del valor de la masa al aumentar el gap de energía (4.4.3). Hay que insistir en que es la influencia conjunta de todas las causas citadas la que determina el valor final de la masa efectiva de los electrones en el canal de conducción.

7.2.- Procedimiento para la determinación de la masa efectiva

La expresión de partida para llevar a cabo la determinación de la masa efectiva tiene en cuenta la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estados al nivel de Fermi (ec. 3.40) que repetimos aquí por comodidad,

$$\frac{\rho_x}{\rho_0} = \left(\frac{g(T)}{g_0} \right)^2 \quad (7.4)$$

que para los máximos y mínimos de la amplitud de las oscilaciones y despreciando la pequeña corrección de los armónicos en estos puntos tenemos,

$$\left| \sqrt{\frac{\rho_x}{\rho_0}} - 1 \right| \propto \frac{X}{\sinh(X)} \quad (7.5)$$

ecuación que consideramos válida para todo el rango del campo magnético. ρ_0 es la resistividad a campo magnético cero considerada en las mismas condiciones de temperatura y tensión de puerta

que la magnetorresistividad ρ_{xx} , $\frac{X}{\sinh(X)}$ es el término de amortiguamiento debido a la temperatura finita, con $X = \frac{2\pi^2 k_B T m^*}{\hbar e B}$. Definiendo

$$f(T) \equiv \ln \left(\frac{\sqrt{\frac{\rho_{xx}}{\rho_0}} - 1}{T} \right) + \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{4\pi^2 k_B T m^*}{\hbar e B} \right) \right) \quad (7.6)$$

entonces podemos re-escribir la ecuación (7.5) como

$$f(T; m^*) \propto -\frac{4\pi^2 k_B T m^*}{\hbar e B} \quad (7.7)$$

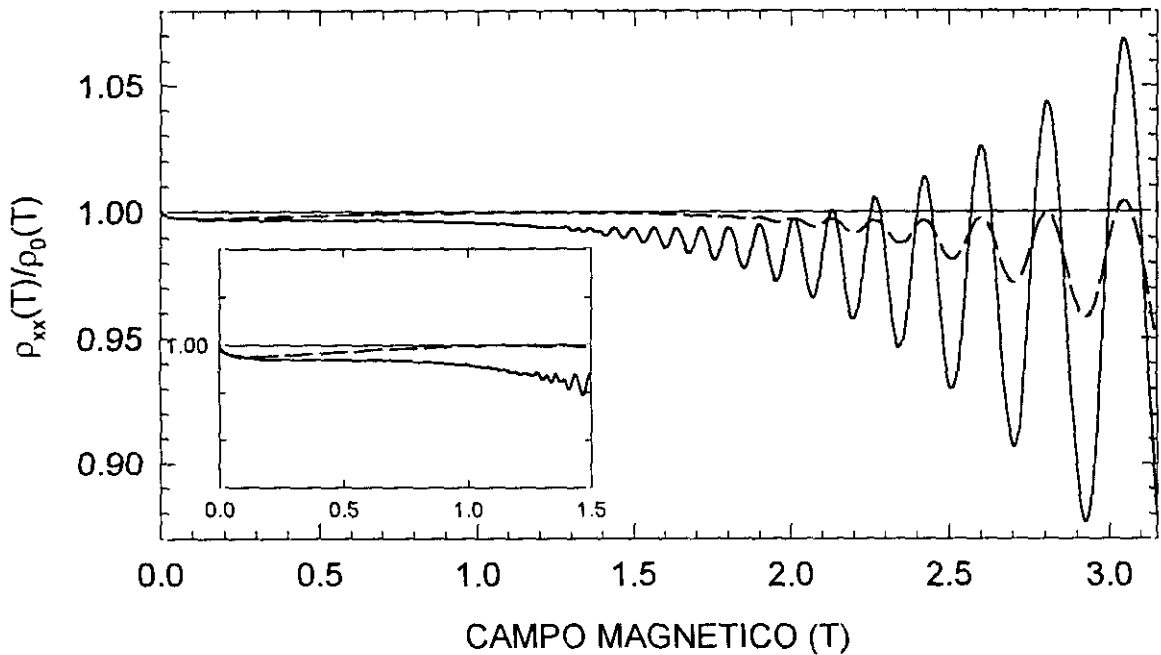


Figura 7.1.- Efecto de deriva de la línea de base que se puede observar muy claramente hasta campos medios ($N \approx 11$). Este efecto se atribuye primordialmente a una interacción de tipo electrón-electrón, comentada en el texto. Las dos curvas corresponden a dos temperaturas distintas, 2K (línea continua) y 10K (línea de trazos).

La ecuación 7.5 corresponde a una función implícita en m^* ; para resolverla hay que proceder por aproximaciones sucesivas e iterativamente, de manera que la masa introducida en el primer miembro determina la pendiente de la recta $f(T)$ vs T , esta pendiente ofrece otro valor de m^* . El cálculo termina cuando la masa introducida en el primer miembro coincide con la masa

obtenida de la pendiente de la recta correspondiente a $f(T)$. Este procedimiento se aplica tanto a las medidas de la magnetorresistencia en función de B como a las que se hacen en función de V_g .

La obtención de los valores de pico de la magnetorresistencia ρ_{xx} , que son los aplicables a las ecuaciones (7.5) a (7.7), requiere un tratamiento previo de los valores medidos. Si observamos la forma de las oscilaciones de la magnetorresistencia ρ_{xx} a campos bajos y medios, de acuerdo con la clasificación indicada en el capítulo 3(modelo), vemos que aparece una deriva en la línea de base que no es lineal, como puede apreciarse en la figura 7.1. Este hecho depende fuertemente de la muestra, de la temperatura y es mas acusado con menos densidad electrónica. El efecto se ha atribuido a la influencia de la interacción electrón-electrón (*Paalanen 83*). El scattering producido por esta interacción juega un papel relativamente pequeño en las propiedades de transporte en los sólidos. En el caso que nos ocupa de las heteroestructuras semiconductoras, es bien sabido que a altas temperaturas domina el scattering electrón-fonón y a bajas temperaturas domina el scattering debido a defectos e impurezas, pero en estructuras de cierta movilidad pueden empezar a aparecer los efectos debido a la interacción e-e bajo ciertas condiciones, como puede ser la baja densidad electrónica. El efecto en la magnetorresistencia es el de una disminución, por debajo del valor a campo cero, proporcional a B^2 (*Paalanen 83*). Este efecto puede estar encubierto por las oscilaciones que aparecen al aumentar el campo magnético y que acaban produciendo una variación de la magnetorresistencia mucho mayor. Además del efecto anterior aparecen efectos espurios que tienen que ver con irregularidades en el canal de conducción y que producen asimetrías locales en la magnetorresistencia, siendo sus efectos menos importantes que los anteriores. Además puede haber variaciones de muestra a muestra que dependen de la naturaleza detallada de la distribución de los centros de dispersión del sistema (*Fang 77*).

Debido a la deriva en la línea de base, no se puede tomar como amplitud de las oscilaciones su valor referido a la unidad, ya que obtendríamos valores falsos, incluso negativos en algún caso. El procedimiento empleado para corregir los valores de la amplitud consta de dos pasos, el *primero* de ellos consiste en obtener la línea de base como semisuma de las envolventes de los máximos y los mínimos, obtenidas éstas por interpolación spline. Cuando la determinación se haga sobre los máximos hay que evitar que el primero y el último pierdan su referencia; para ello la envolvente de los mínimos debe contener un punto más a la izquierda y otro más a la derecha que la de los máximos, la misma consideración es válida para la determinación sobre los mínimos. Este primer paso hay que efectuarlo para cada temperatura. El *segundo* paso del

procedimiento consiste en obtener la amplitud en los máximos (mínimos) como diferencia entre los máximos (mínimos) iniciales, sin corregir, y la línea de base obtenida en el paso primero.

Los valores de la medida directa de la magnetorresistencia incluyen efectos de interacción electrón-electrón además de los efectos sobre los electrones independientes en un medio con defectos e impurezas. Podemos decir que con el procedimiento indicado separamos las contribuciones de los efectos y nos quedamos con los producidos sobre “los electrones independientes” debidos al campo magnético B , a la tensión de puerta V_g y a la temperatura T , a partir de ellos obtenemos la masa efectiva en las diferentes condiciones experimentales.

7.2.1.- Determinación de la masa efectiva a partir de medidas en función de B

Estudiando la variación de las oscilaciones SdH con la temperatura, se ha obtenido previamente la masa efectiva de pozos cuánticos de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (Luo 88, Lo 91, Fernandez 92, Wiesner 94, Lo 95), pero solo a bajo campo y partiendo de una relación lineal entre ρ_{xx} y g $\left(\frac{\rho_{xx}}{\rho_0} \approx \frac{g}{g_0}\right)$. Nosotros hemos determinado la masa efectiva, estudiando también la variación de las oscilaciones SdH con la temperatura, en dos tipos distintos de pozo de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, uno con modulación de dopado y otro con dopado δ , en un rango del campo magnético mucho más amplio ($2.5\text{T} < B < 8\text{T}$), suponiendo una relación cuadrática entre ρ_{xx} y g (ec. 7.4) y en un rango de temperatura comprendido entre 2 y 25K.

Hasta la fecha no hay ninguna referencia de medidas efectuadas, en este tipo de pozos, en las condiciones que nosotros hemos aplicado, por lo que no teníamos ninguna indicación experimental sobre la evolución de la masa frente al campo magnético, ni frente a la temperatura. Después de nuestro estudio estamos en condiciones de afirmar que este tipo de heteroestructuras presenta un valor de masa efectiva de $0.067m_0$, valor que permanece constante frente al campo magnético hasta 8T y frente a la temperatura hasta 25k.

En la figura 7.2 vemos una familia de curvas que corresponde a medidas sobre la muestra S1, de $\frac{\rho_{xx}}{\rho_0}$ frente a B a una tensión de puerta de 0V, tomando la temperatura como parámetro ($T=2, 10, 15, 10$ y 25K). La amplitud de las oscilaciones decrece con la temperatura,

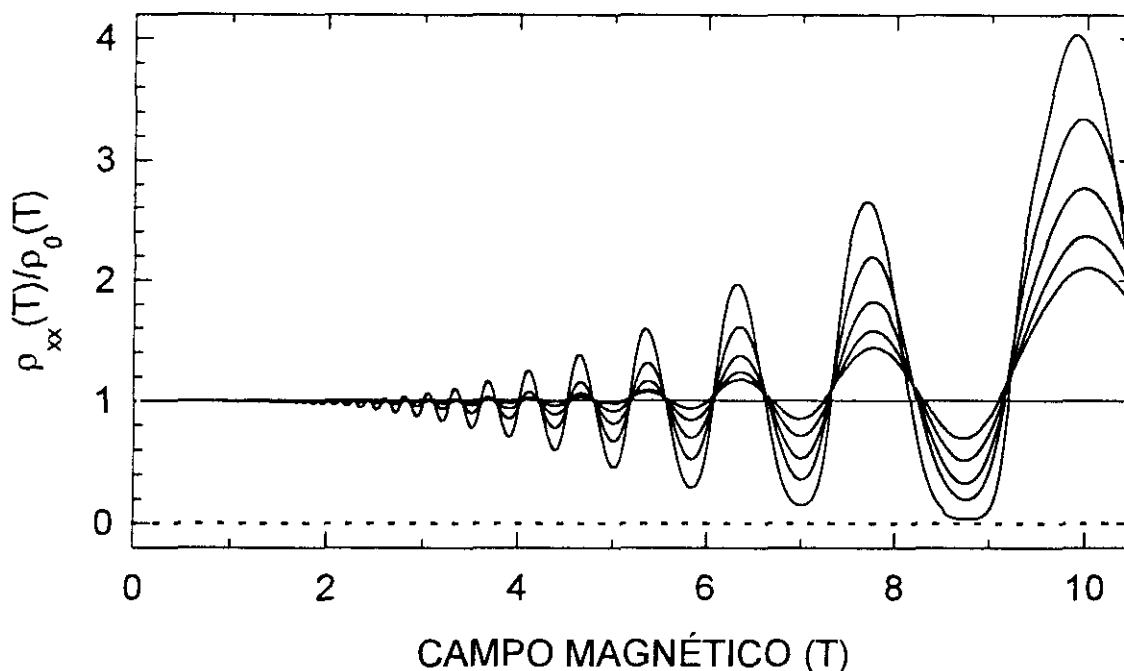


Figura 7.2.- Componente diagonal de la magnetorresistencia transversal reducida como función del campo magnético para la muestra S1 con una tensión de puerta aplicada de 0V. En este caso la temperatura es un parámetro que toma los valores 2, 10, 15, 20, 25K.

produciéndose también un cambio de forma en éstas. A la temperatura de 2K el mínimo de las oscilaciones a alto campo magnético es muy próximo a cero en un intervalo finito. El análisis de los datos muestra, superpuesta a la componente oscilatoria, otras contribuciones la más significativa de ellas es de tipo parabólico y dependiente de la temperatura. Como ya decíamos mas arriba este efecto se ha atribuido a la influencia de la interacción electrón-electrón (*Paalanen* 83). Con los valores de la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal, obtenemos la amplitud de las oscilaciones, eliminando los efectos que producen la deriva de la línea de base. En la figura 7.3 puede verse el resultado de dicha eliminación.

Una vez que tenemos los valores de la amplitud corregida (de la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal) y empleando como valor de partida para la masa efectiva el dado por la ecuación 7.1, estudiamos uno a uno los grupos de máximos y mínimos (ver figura 7.2) correspondientes a $B = 2.8, 3.0, 3.3, 3.7, 4.1, 4.7, 5.4, 6.3$ y 7.7 T para los máximos y $2.9, 3.2, 3.5, 3.9, 4.4, 5.0, 5.9, 7.0$ T para los mínimos que corresponden a los factores de llenado[§] $\nu = 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21$ y 23 en los máximos y $10, 12, 14, 16, 18, 20, 22$ y 24 en los mínimos.

[§] $\nu = h n_c / e B$. El factor de llenado nos da el número (entero o fraccionario) de niveles de Landau ocupados

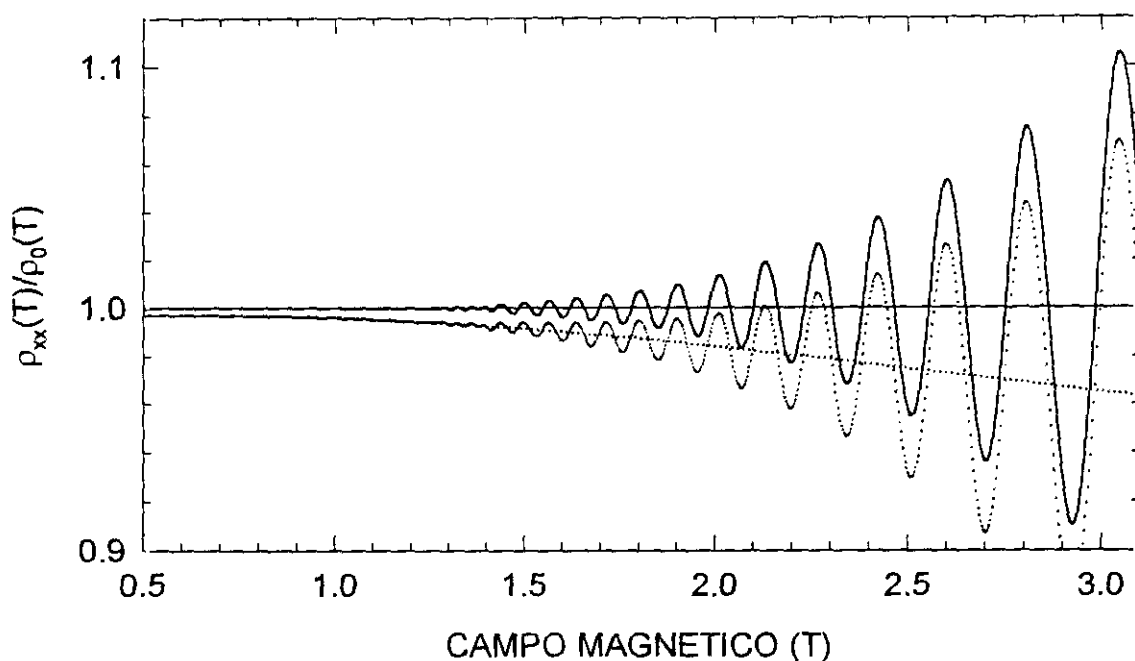


Figura 7.3.-Corrección de la deriva de la línea de base, en la muestra S1, de la magnetorresistencia transversal diagonal reducida. La medida se efectuó a la tensión de puerta de 0V, temperatura 2K y campo magnético entre 0 y 10.5T. La línea de puntos corresponde a las oscilaciones originales y la línea continua se obtiene después de eliminar la línea de base.

En cada valor del campo magnético se obtienen los valores de $f(T)$ para cada una de las temperaturas establecidas en la muestra. La obtención se lleva a cabo mediante las ecuaciones 7.6 y 7.7 y siguiendo el procedimiento descrito en 7.2. Al representar la función $f(T)$ frente a T obtenemos una familia de rectas. Cada elemento de la familia nos proporciona un valor de masa efectiva válido para el campo magnético o el factor de llenado considerado. En la figura 7.4 se representa la función $f(T)$ frente a T para la muestra S1 a una tensión de puerta de 0V y para los valores del campo magnético correspondientes a los máximos y mínimos de la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal. Como puede verse, los puntos están alineados indicando una buena definición de la masa efectiva en ambos casos. Tenemos un total de diecisiete valores de masa efectiva, lo que nos permite seguir la evolución de la masa al variar el campo magnético. En la figura 7.5 podemos ver el resultado de la determinación experimental de m^*/m_0 en función del factor de llenado. Dentro del error experimental (± 0.002) podemos decir que m^*/m_0 tiene un comportamiento oscilatorio con la periodicidad de las oscilaciones SdH. Para factores de llenado par, mínimos de las oscilaciones, m^* es máximo y para factores de llenado impar, máximo de las oscilaciones, m^* es mínimo.

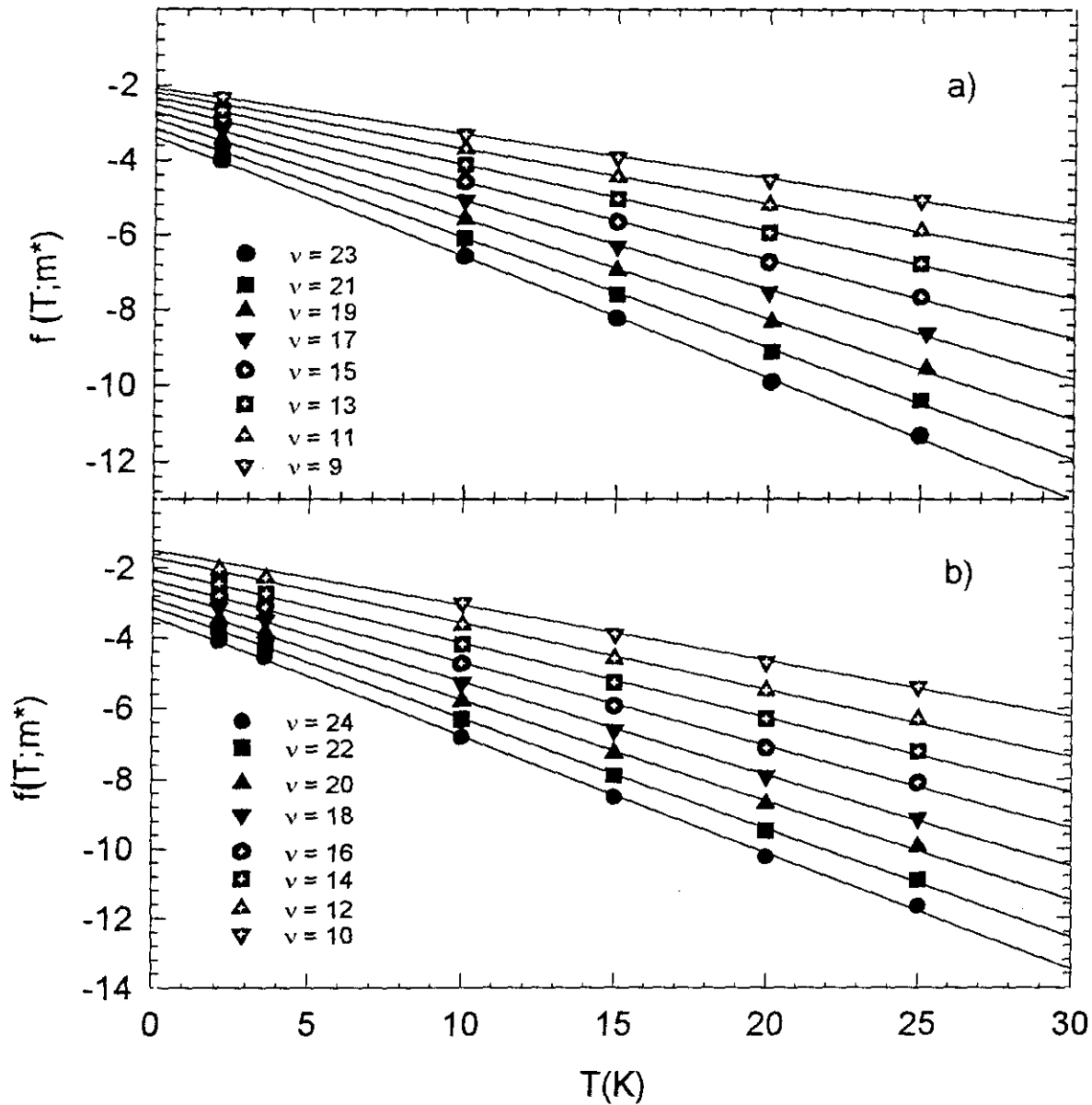


Figura 7.4.-Gráfico de la función $f(T)$ frente a T , para los máximos a) y mínimos b) de las oscilaciones SdH de la muestra S1 mostradas en la figura 7.2. Se ha hecho el mismo tratamiento para los máximos y los mínimos. El ajuste de los puntos a su recta indica una buena definición de la masa efectiva en ambos casos.

7.2.2.- Determinación de la masa efectiva a partir de los espectros en V_g

En el apartado anterior hemos estudiado el amortiguamiento de las oscilaciones SdH con la temperatura variando el campo magnético de manera continua entre 0 y 10.5T. Al variar el campo se producen principalmente dos efectos, uno es la separación de los niveles de Landau entre sí y otro que éstos van atravesando el nivel de Fermi, produciéndose consecuentemente las oscilaciones SdH.

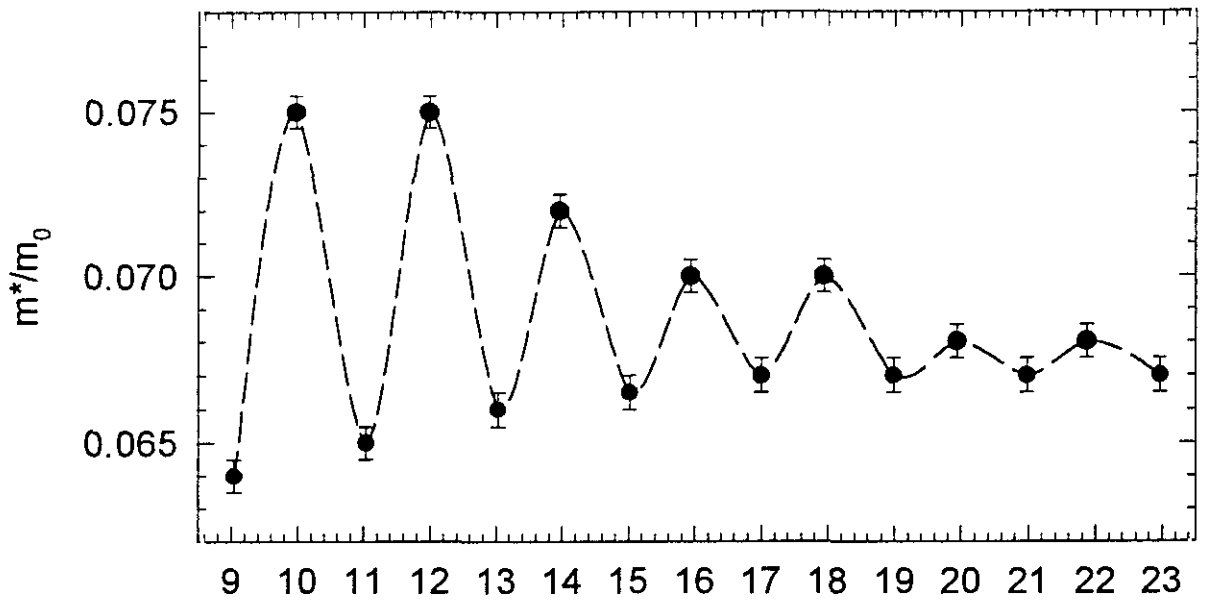


Figura 7.5.- Dependencia experimental de la masa efectiva con el factor de llenado desde $\nu = 9$ hasta 23 deducida de las oscilaciones SdH como función del campo magnético para la muestra S1 con una tensión de puerta de 0V. La masa efectiva muestra un comportamiento oscilatorio desde $\nu = 9$ hasta 19.

En este apartado consideramos la situación en la que fijamos el campo magnético y la temperatura en la muestra y variamos la tensión de puerta entre -1.5 y 1 V de manera que se produce una variación en el nivel de Fermi (debido a que aumentamos la población de electrones en el pozo) que se va desplazando entre la estructura de los niveles de Landau. Ahora, al contrario de la situación anterior, los niveles de Landau quedan “congelados” al no modificarse su energía. El desplazamiento del nivel de Fermi da lugar también a oscilaciones de la magnetorresistencia, en la figura 7.6 podemos ver las oscilaciones resultantes en ρ_{xx}/ρ_0 frente a V_g a varias temperaturas y campos magnéticos. La amplitud de las oscilaciones decrece con la temperatura de la misma forma que con los barridos en B , siguiendo al término R_T (Ec 3.17), por lo tanto emplearemos el mismo procedimiento que en la sección anterior para determinar la masa efectiva.

Antes de continuar con el tratamiento de los datos experimentales de los barridos en V_g quisiera comentar dos hechos: uno se pone de manifiesto al intentar estudiar las oscilaciones a campos magnéticos menores que 5 T. Observamos que para campos magnéticos por debajo de este valor, tanto en el caso de la muestra S1 como en el de la K4, las oscilaciones son demasiado débiles para que se puedan tratar sin caer en imprecisiones intolerables, de manera que no es posible solapar las determinaciones por debajo de 5 T, como en principio fue mi intención, probablemente muestras de mas alta movilidad permitan dicho solapamiento. El segundo hecho, como se puede observar muy claramente en la figura 7.6, es el desplazamiento en los máximos de ρ_{xx}/ρ_0 al aumentar la temperatura,

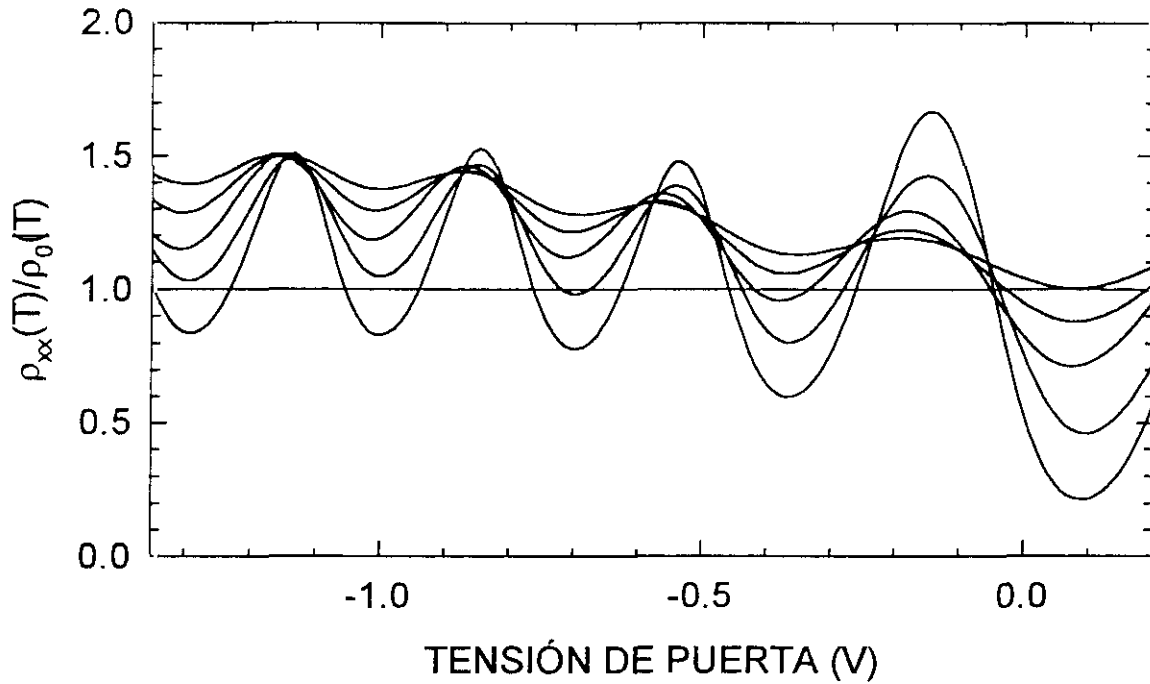


Figura 7.6.- Componente diagonal de la magnetorresistencia transversal reducida frente a la tensión de puerta en el caso de la muestra S1. Se considera la temperatura como parámetro que toma los valores 2, 10, 15, 20, 25K. El campo magnético se fijó en 6T.

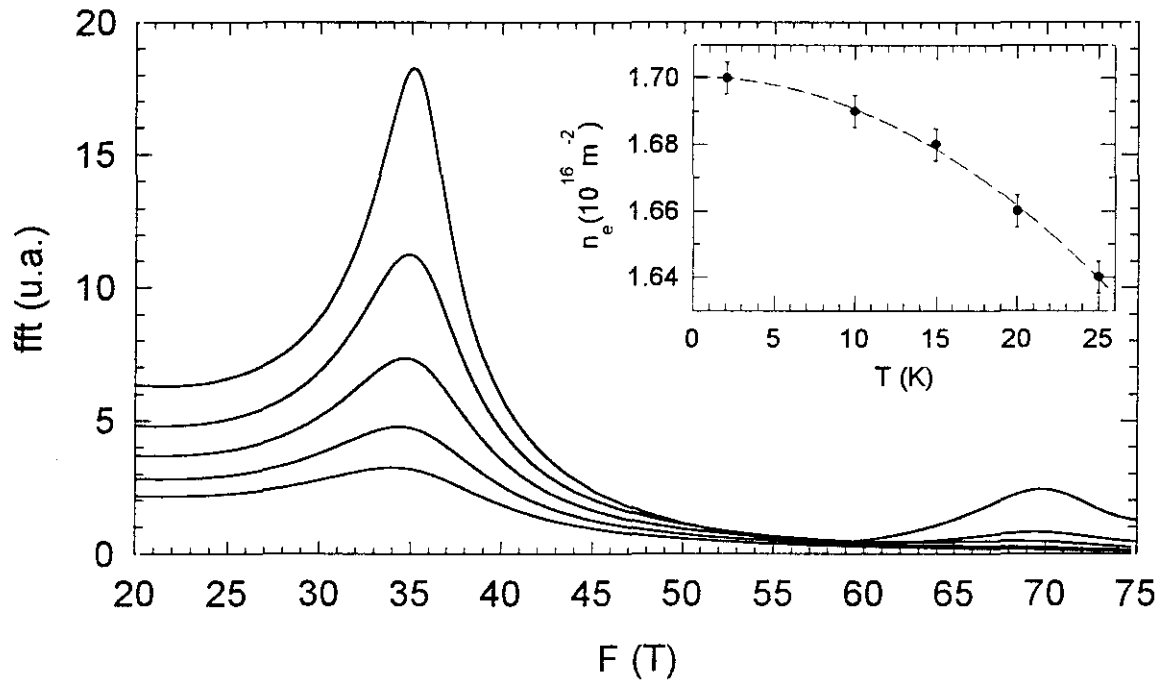


Figura 7.7.- Amplitud de la transformada rápida de Fourier de las oscilaciones SdH, correspondientes a la figura 7.2, frente a la frecuencia F de estas en $1/B$. Se hizo el cálculo para determinar la densidad electrónica como función de la temperatura. En la figura secundaria podemos ver el resultado del cálculo.

hacia tensiones de puerta mas negativas. Este desplazamiento de los máximos con la temperatura también se produce en las medidas con B variable, barridos en B, de manera que podemos decir que es un efecto, en estas heterouniones, asociado al aumento de temperatura en el rango de 2 a 25K. En la figura 7.7, se representa la amplitud de la transformada de Fourier de las oscilaciones SdH frente a la frecuencia de éstas consideradas en $1/B$. La transformada se calcula para todas las temperaturas indicadas anteriormente en la figura 7.2, apreciándose un desplazamiento de la frecuencia con la temperatura. Este resultado experimental traduce el hecho de la variación del número de electrones frente a la temperatura. Podemos verlo mucho más claramente en el gráfico secundario, donde se representa explícitamente la densidad electrónica frente a la temperatura (en las mismas condiciones que las indicadas en la figura 7.2).

En la figura 7.8 vemos el resultado de la corrección en ρ_{xx}/ρ_0 comentada anteriormente para la muestra S1 a un campo de 6T y a las temperaturas de 2, 10, 15, 20 y 25K. Eliminados otros efectos las oscilaciones pasan a ser simétricas respecto de la línea $\rho_{xx}/\rho_0 = 1$.

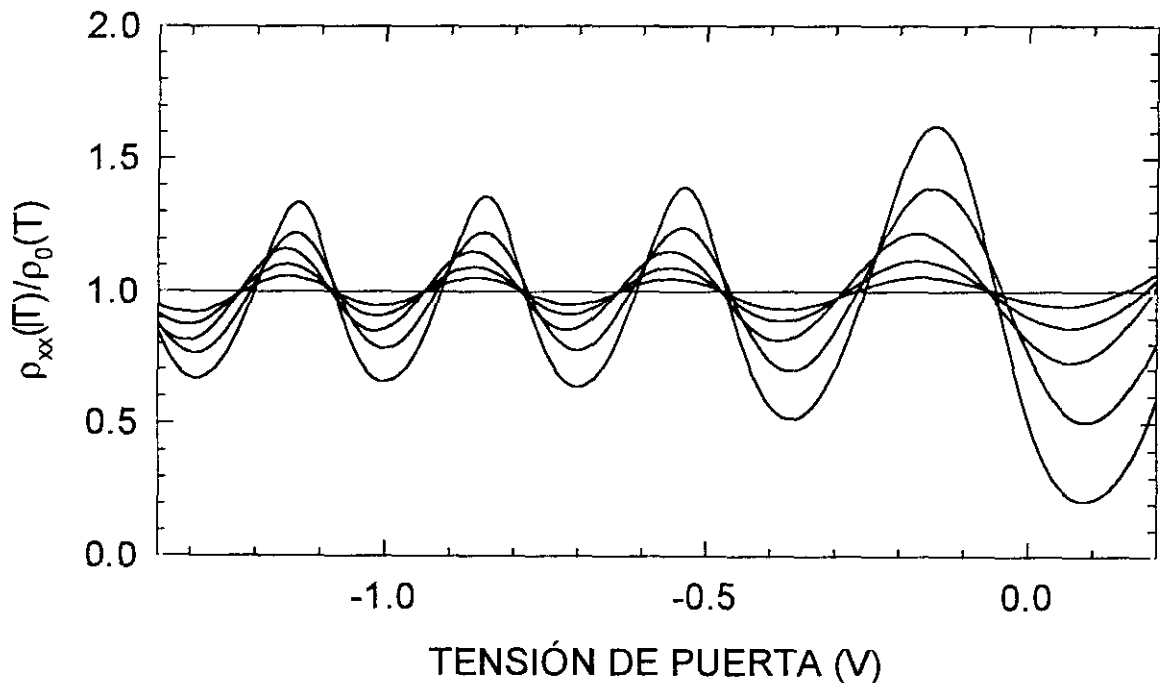


Figura 7.8.- Corrección de la línea de base en la componente diagonal de la magnetorresistencia transversal reducida para la muestra S1 según se indica en el texto. La temperatura de las cinco trazas fue 2, 10, 15, 20 y 25K respectivamente. El campo magnético estaba fijado a 6T.

Vemos en la figura 7.9 la representación de la función $f(T)$ (ec. 7.6) una vez aplicada la ec. 7.7 y el procedimiento descrito en la sección 7.2. Aparece en los gráficos la función $f(T)$ obtenida a partir de los máximos (7.9 a), o de los mínimos (7.9 b), de la raíz cuadrada de la amplitud de las oscilaciones como función de la tensión de puerta para un campo magnético aplicado de 6 T.

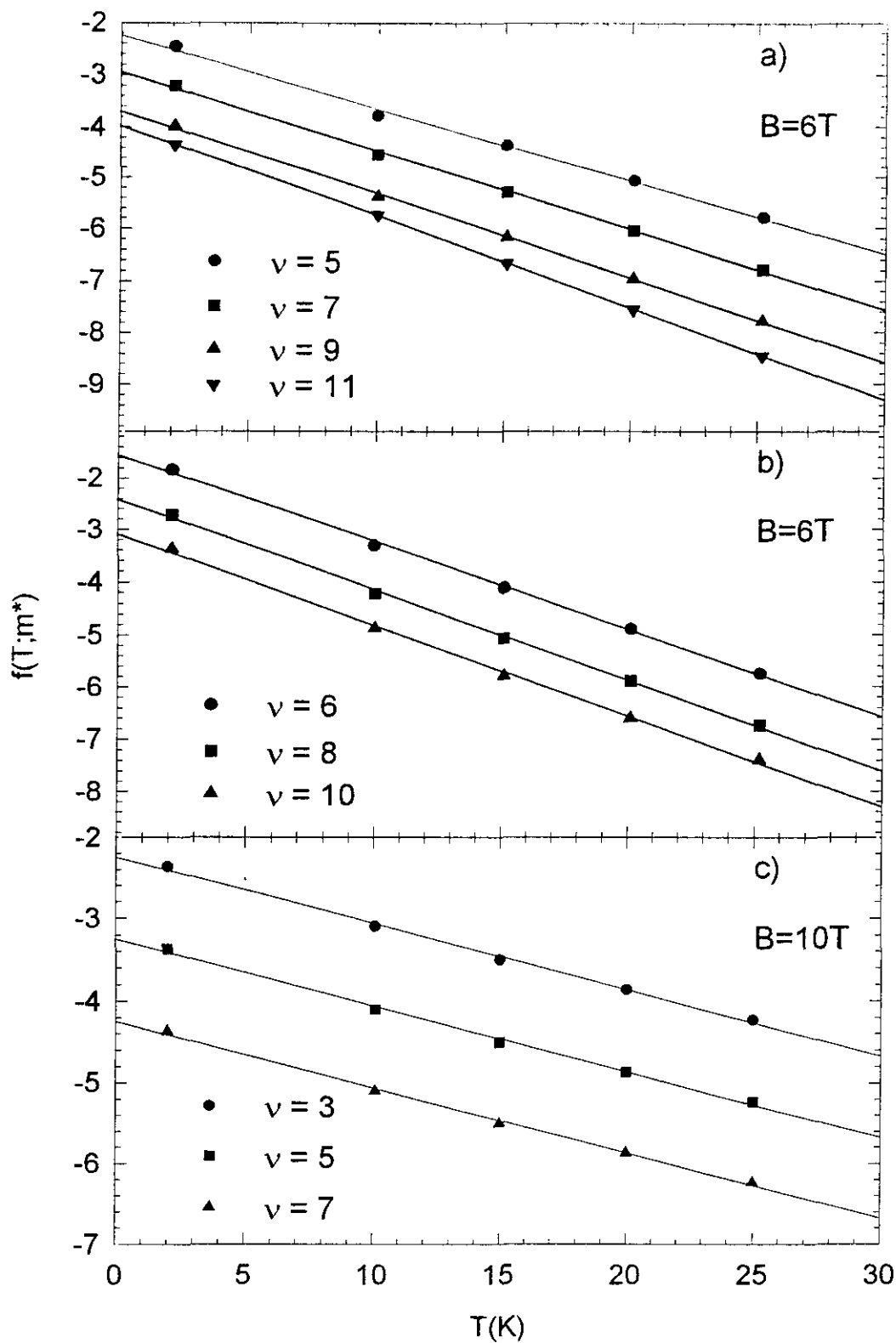


Figura 7.9.- Gráfico de la función $f(T)$ frente a T , obtenido de las oscilaciones SdH como función de la tensión de puerta de la muestra S1. La temperatura se ajustó a 2, 10, 15, 20 y 25 K respectivamente. Las rectas están generadas a partir de los máximos a) y c) y mínimos b). Buscando la claridad se ha desplazado $f(T)$ -1, -2 y -3 unidades para $\nu = 7, 9$ y 11 respectivamente en a), -1 y -2 unidades para $\nu = 8$ y 10 respectivamente en b) y -1 y -2 unidades para $\nu = 5$ y 7 respectivamente en c). Las rectas están muy bien definidas indicando a su vez una buena definición de la masa efectiva. La variación del valor de las pendientes de las rectas confirma el efecto de variación de la masa efectiva.

Encontramos en ambos casos que los puntos se ajustan muy bien a la línea recta indicando una buena definición de la masa efectiva. Para un campo magnético de 8 T, la función $f(T)$ frente a T (no representada) también se ajusta a líneas rectas. Para 10 T, $f(T)$ frente a T está bien definida para los máximos (7.9 c), pero no para los mínimos: en ese caso no podemos asegurar la definición de la masa efectiva.

La dependencia de la masa efectiva con el factor de llenado, ν , obtenida de las oscilaciones SdH como función de la tensión de puerta, viene reflejada en la figura 7.10 para los campos magnéticos de 6, 8 y 10 T. Existe un crecimiento monótono superpuesto al comportamiento oscilatorio debido al incremento de la densidad electrónica con la tensión de puerta, indicando la no parabolicidad de la banda de conducción en el pozo. La masa efectiva es máxima para factores de llenado par. En el caso de 10 T, la masa efectiva está definida únicamente para factores de llenado impar.

Para analizar la masa efectiva, teniendo en cuenta que los máximos de las oscilaciones SdH están formados por estados extendidos en el centro de los niveles de Landau, y los mínimos por la superposición de colas de niveles adyacentes, se deben considerar tres regiones en el campo magnético. Región de bajo campo, donde los mínimos están formados por la superposición de estados

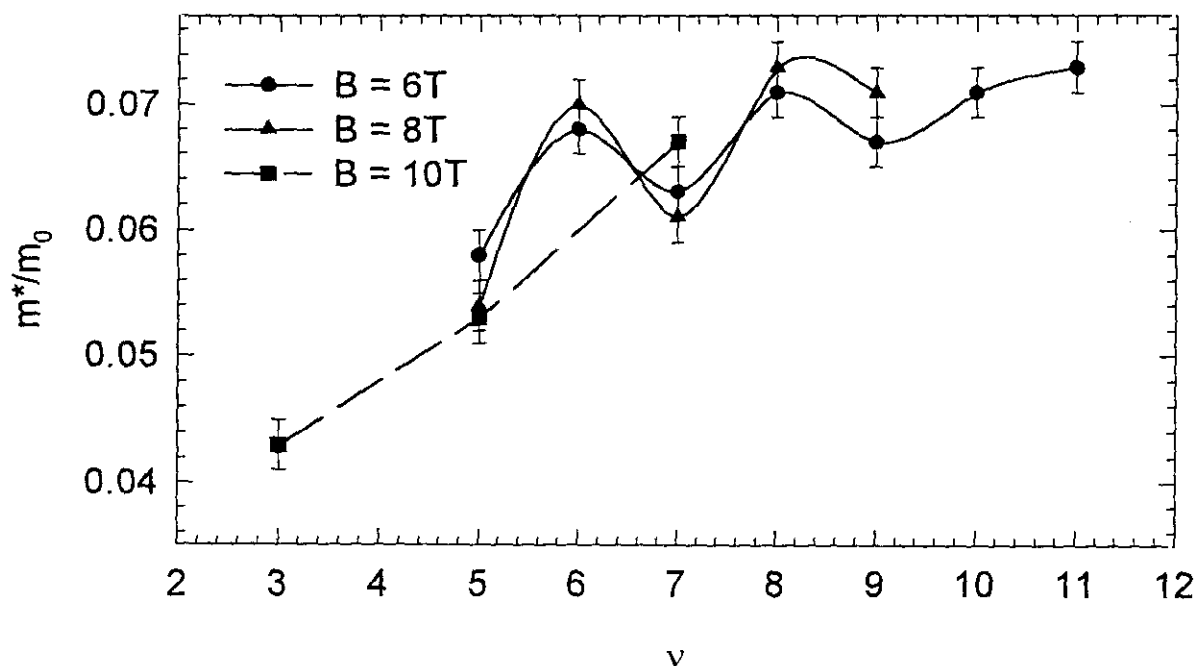


Figura 7.10.- a) Dependencia experimental de la masa efectiva con el factor de llenado, para la muestra S1, a los campos magnéticos de 6, 8 y 10 T deducida de las oscilaciones SdH como función de la tensión de puerta. Superpuesto al comportamiento oscilatorio, vemos una tendencia creciente debida al aumento de la densidad electrónica y relacionada con la no parabolicidad de la banda de conducción. Para 5 y 8 T m^*/m_0 está definida para un factor de llenado par o impar, mientras que para 10 T solo lo está para factores de llenado impar.

extendidos. Región de campo medio, donde pueden aparecer pequeños gaps de movilidad con energía menor que $k_B T$, y a temperaturas suficientemente altas los estados en los mínimos son todavía extendidos. En la región de alto campo hay anchos gaps de movilidad y los estados en los mínimos son localizados.

En las figuras 7.5 y 7.10 se representa m^*/m_0 frente al factor de llenado ν , en estas gráficas podemos tener el mismo ν con diferentes combinaciones de densidad electrónica y campo magnético. En las medidas correspondientes a la figura 7.5 cambiamos ν variando el campo magnético, mientras que en las correspondientes a la figura 7.10 el cambio se hace variando la densidad electrónica. Para los factores de llenado más altos ($\nu > 19$) correspondientes a campos bajos e intermedios, la masa efectiva es constante dentro del error experimental ($\pm 0.002 \cdot m$), véase la figura 7.5, mientras que para factores de llenado entre 19 y 5 la masa efectiva presenta un comportamiento oscilatorio con periodicidad 2ν . Este comportamiento se observa en medidas SdH tanto como función del campo magnético ($19 > \nu > 9$) como en función de la tensión de puerta ($9 > \nu > 5$). Se ha observado también un comportamiento oscilatorio de la masa efectiva ciclotrón, m_c , en otros sistemas con un gas de electrones bidimensional (*Haitmann 86, Ritcher 89, Ritcher 90, Besson 92, Kono 94, Kaesen 96*). Estas masas (ciclotrón y de transporte) son periódicas con el factor de llenado, lo que sugiere su relación con la estructura de niveles de Landau. Este comportamiento para la masa efectiva ciclotrón no está muy clara y se han sugerido varias explicaciones relacionándolo con la interacción electrón-hueco (*Kono 94*), la influencia colectiva de impurezas (*Ritcher 89*) o a efectos de no parabolicidad (*Thiele 87, Hansen 88, Besson 92, Sabin del Valle 96*). Los resultados de esta tesis muestran un aumento de la masa efectiva en los mínimos de las oscilaciones SdH indicando que m^* es máxima cuando el nivel de Fermi está en el cruce entre colas de niveles de Landau adyacentes. En el caso de $B=10$ T, como se ve en la figura 7.10, la masa efectiva está solo definida para factores de llenado impar; no es posible definirla para factores de llenado par de pequeño valor, lo que se debe atribuir a la naturaleza localizada de los estados electrónicos en estos mínimos de las oscilaciones SdH a alto campo magnético. Del análisis de la variación de las oscilaciones SdH con la temperatura, tanto en medidas hechas en función del campo magnético como en función de la tensión de puerta, se deriva que la masa efectiva a bajo y medio campo magnético está bien definida, que el concepto de "cuasipartícula" bajo las condiciones experimentales impuestas es válido y que los estados electrónicos están extendidos. También teóricamente se ha justificado que la masa efectiva de la cuasipartícula está bien definida a bajo y medio campo magnético (*Smith 92*).

Para factores de llenado impar m^*/m_0 se incrementa linealmente con n , para v entre 9 y 19 (figura 7.5) y para v entre 3 y 11 (figura 7.10). La masa efectiva deducida de los máximos de las oscilaciones SdH se incrementan proporcionalmente a $1/B$ y a n_c . En la figura 7.10 aparece superpuesto al comportamiento oscilatorio una pendiente continua debida a la variación de la masa efectiva con la densidad electrónica.

7.3.- Resumen y conclusiones

Podemos decir que se ha determinado la masa efectiva de los electrones del gas de electrones bidimensional a partir de la variación de la amplitud de las oscilaciones SdH con la temperatura de medidas obtenidas como función del campo magnético y de la tensión de puerta, usando la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estados al nivel de Fermi. La masa efectiva obtenida de la ecuación 7.7 ($f(T; m^*)$) está bien definida para los máximos y mínimos de las oscilaciones, lo que significa que el concepto de "cuasipartícula" es válida en nuestras condiciones experimentales y que los estados electrónicos son extendidos. Los valores obtenidos de la masa efectiva, a bajo campo magnético, difieren de los esperados para las muestras de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ en volumen (Liu 88) dados por (Ec. 7.1) $m^*/m_0 = 0.054$ para un contenido de In del 30% como es el caso de la muestra S1. El valor final que presenta la masa efectiva, superior al valor en volumen, es consecuente con los efectos conjuntos de renormalización debidos a la bidimensionalidad del gas, a la fracción molar de In, a la tensión estructural y la no parabolicidad de la banda de conducción. Los resultados obtenidos mantienen un buen acuerdo con resultados anteriormente publicados (Luo 88, Liu 88, Butov 90) a campos magnéticos bajos. La dependencia de la masa efectiva con el campo magnético presenta a campos magnéticos intermedios un comportamiento oscilatorio, periódico con el factor de llenado y con máximos de amplitud para factores de llenado par. La masa efectiva se incrementa con la densidad electrónica a campo magnético constante y con la inversa del campo magnético a densidad electrónica constante.

CAPÍTULO 8

DETERMINACIÓN DEL TIEMPO DE VIDA

El tiempo de vida es un parámetro fundamental en la descripción del transporte electrónico en metales y semiconductores. Desde el punto de vista de las aplicaciones, permite caracterizar la conducción en distintas situaciones experimentales, y desde un punto de vista más básico, aporta información valiosa sobre los niveles próximos al nivel de Fermi, así como de los mecanismos de scattering dominantes en una muestra. Se estudiará el tiempo de vida en dos tipos de heteroestructuras semiconductoras de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{AlGaAs}$, donde se dan distintas condiciones estructurales que intervienen en el valor final que toman dichos tiempos. El estudio se llevará a cabo en las regiones de bajo campo magnético, alto campo magnético y a campo completo. Cada caso requiere un tratamiento distinto que se describirá a lo largo del capítulo.

8.1.- Tiempos de vida

En las medidas de transporte encontramos dos tiempos característicos uno que corresponde a la respuesta al campo eléctrico, gobernada por la ecuación de Boltzmann y el modelo de Drude, y el otro que esta relacionado con el ensanchamiento de los niveles de Landau. Al primero lo denominaremos tiempo de vida clásico, τ_0 , se obtiene resolviendo la ecuación de Boltzmann en la aproximación del tiempo de relajación, y se puede interpretar como el tiempo medio entre colisiones promediado por el factor $(1-\cos\theta)$ (*Stern 67, Harrang 85*)

$$\frac{1}{\tau_c} = \int_0^\pi P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') (1 - \cos \theta) \cdot d\theta \quad (8.1)$$

siendo $P(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ proporcional a la probabilidad, por unidad de tiempo, de que un electrón con vector de onda \mathbf{k} pase a tener vector de onda \mathbf{k}' y θ (ángulo de scattering) es el ángulo entre las

direcciones de \mathbf{k} y \mathbf{k}' . Por tanto, τ_0 es insensible al scattering de pequeño ángulo. El segundo tiempo característico es el tiempo de vida cuántico τ_q . Para un nivel discreto está relacionado con su semiancho, Γ , a través del principio de incertidumbre, es decir $\tau_q \approx \hbar/2\Gamma$, donde τ_q se interpreta como el tiempo durante el cual está definida la energía del electrón en dicho nivel antes de la siguiente colisión (Fang 88, Mani 88). Su expresión difiere del tiempo de vida clásico en el término $(1-\cos\theta)$,

$$\frac{1}{\tau_q} = \int_0^\pi P(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \cdot d\theta \quad (8.2)$$

τ_q es sensible a todos los eventos de scattering, de pequeños ángulos y de grandes ángulos. En sistemas con scattering de tipo isótropo, como ocurre en los MOSFET de Si, $\tau_q/\tau_0=1$; sin embargo, en sistemas donde el scattering es de pequeño ángulo, como los estudiados en esta tesis, los tiempos de vida de transporte y cuántico pueden diferir en más de un orden de magnitud. De hecho el valor que presenta la relación τ_q/τ_0 permite discriminar entre los distintos mecanismos de scattering que actúan y que perturban el transporte de los portadores.

8.2.- Potenciales de scattering

Damos a continuación una descripción de los cuatro mecanismos de scattering más importantes que intervienen en el transporte electrónico en el GE2D, dos de los cuales determinan en gran medida el valor que toma el tiempo de vida cuántico y en consecuencia la movilidad a baja temperatura y en presencia de campo magnético en las estructuras que se estudian en esta tesis.

Dentro de las hipótesis de Bloch relativas a un sólido cristalino, un electrón no sufre interacciones si la red es perfectamente periódica. Estas interacciones, pueden darse únicamente por la rotura de la simetría de traslación en la red cristalina, en la hipótesis de electrones independientes. Esta rotura será debida a la presencia de impurezas y defectos como pueden ser la presencia de átomos extraños, ausencia de iones donde debían estar, iones en posiciones equivocadas, dislocaciones, o el tamaño finito de la muestra, que producen lo que podríamos denominar rotura de simetría estática. Hay otra causa que produce perturbaciones al movimiento del electrón y que se debe a la temperatura finita de la muestra. Esta condición impide a los iones de la red permanecer fijos de manera rígida en los puntos ideales del cristal, produciéndose

también una rotura de simetría, que podríamos denominar dinámica aunque estacionaria. La perturbación producida por la temperatura es dominante a partir de una cierta temperatura crítica dependiente de la muestra considerada. En este estudio, no se considerara esta última causa al haber efectuado las medidas a temperaturas inferiores a dicho valor crítico.

Cada tipo de interacción ya sea debida a las impurezas o los defectos produce un potencial que se denomina potencial de scattering. Es el conjunto de los potenciales de scattering generados el que determina finalmente las características que presenta el transporte en el sistema que se estudia, en particular determina su tiempo de vida o si se quiere su movilidad. A continuación, vamos a describir sucintamente los tipos de scattering que intervienen en el transporte electrónico, en las heteroestructuras pseudomórficas objeto de nuestro estudio.

- **Scattering de Coulomb.** Esta generado por las impurezas cargadas del dopado situadas en la capa de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ también llamadas impurezas remotas ionizadas y por las impurezas residuales en el pozo. Mientras que las primeras se sitúan intencionadamente, según varias técnicas, las segundas son indeseables, están presentes de manera no intencionada y normalmente son debidas a contaminación en las cámaras de crecimiento difícil de eliminar. El scattering por impurezas remotas ionizadas es un scattering de pequeño ángulo que domina en las muestras de más alta movilidad y es muy sensible a la distribución de los centros de scattering. Es el mecanismo de scattering dominante a bajas temperaturas, determinando el valor del tiempo de vida (Walukiewicz 84).

El potencial creado por las impurezas remotas ionizadas (potencial de tipo Coulombiano) esta apantallado por los portadores en el canal (Stern 67), el efecto de ese apantallamiento es fundamental para el valor final que presente el tiempo de vida o la movilidad de los portadores, dando resultados mayores que en ausencia de apantallamiento. Para incrementar la movilidad o el tiempo de vida a baja temperatura, hay que disminuir el scattering de Coulomb. Para conseguirlo hay que seguir dos líneas de actuación, una es separar las impurezas del GE2D, lo que se consigue mediante la intercalación de una capa espaciadora situada entre el GE2D y la región de dopado y la otra conseguir una baja concentración de impurezas ionizadas residuales en el canal y en la capa espaciadora

• **Scattering por desorden de aleación.** En los compuestos ternarios, los átomos de In, Al o Ga compiten entre sí por ciertas posiciones en la red y según la composición, la distribución de dichos átomos puede ser mas o menos homogénea. La falta de esa homogeneidad altera el potencial cristalino, contribuyendo a la dispersión de los electrones. El potencial de scattering debido al desorden de aleación es una suma de funciones tipo δ (Ando 82, Bastard 90) que da lugar a movilidades proporcionales a la concentración de In, Al o Ga y a la densidad electrónica, n_e^γ ($\gamma \approx 1.3$) en el canal (Ando 82). Respecto a este tipo de scattering podemos clasificar en tres categorías las heterouniones (Walukiewicz 84):

- i.*– El gas de electrones esta localizado en el material binario y experimenta débilmente el scattering de aleación en la barrera. Es el caso de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$.
- ii.*– El gas de electrones esta localizado en la aleación ternaria y penetra débilmente en la barrera. Es el caso de $\text{InP}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.
- iii.*– Ambos materiales, el que actúa como barrera y el que lo hace como pozo, son aleaciones ternarias. Es nuestro caso, $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

En el caso *i*, el scattering por desorden de aleación solo afecta a los electrones que han penetrado en la barrera, lo que ocurre mas fácilmente cuando el canal es estrecho o en cualquier caso cuando el número de electrones es suficientemente grande. En los casos *ii* y *iii*, afecta a todos los electrones y no dependerá de la densidad electrónica.

En el análisis del scattering por desorden de aleación, no se considera el apantallamiento por los portadores libres; no esta claro si los potenciales de corto alcance pueden estar apantallados por los mencionados portadores. La mayoría de los análisis de transporte en el caso del gas de electrones tridimensional no consideran este tipo de apantallamiento (Stern 67, Walukiewicz 84). El scattering debido al desorden de aleación es un scattering de grandes ángulos.

• **Scattering de agregados** (cluster scattering). En las heteroestructuras ternarias estudiadas en esta tesis ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), la movilidad aumenta al aumentar la densidad electrónica hasta un cierto valor de ésta, a partir del cual se satura (este efecto no se da en muestras de GaAs). Considerando muestras con las mismas fracciones molares x y $1-x$ de In y Ga respectivamente, se encuentra que el valor de saturación es muy sensible a la muestra elegida. Suponiendo una distribución completamente aleatoria de los átomos de In y Ga, es muy difícil explicar la

dependencia de los valores de saturación con la muestra. Este comportamiento se atribuye a variaciones locales de la composición, que origina lo que se denomina scattering de agregados (Luo 88). El scattering de agregados es un scattering de grandes ángulos.

• *Scattering por rugosidad de superficie.* Existe una gran dificultad para obtener interfases entre dos semiconductores que sean abruptas, es una dificultad más tecnológica que de otro tipo. Aunque los semiconductores tengan análogos parámetros de red, la interfase nunca es perfecta, algo del material de la barrera penetra en el canal y viceversa. Esta dificultad acaba influyendo negativamente en la movilidad de los portadores que se desplazan cerca de la interfase. Los detalles microscópicos de tales defectos se conocen mal, lo que ha impuesto descripciones y tratamientos simples del problema. Un defecto particular se puede caracterizar por la profundidad (que puede tener valor positivo o negativo) a la que se encuentra respecto de la superficie ideal y por su extensión dentro de la capa de crecimiento. Este tipo de scattering presenta características del tipo de las que presenta el scattering de aleación, en ambos casos el scattering producido es de corto alcance (grandes ángulos), mientras que en el de rugosidad de superficie, las perturbaciones están localizadas y cerca de la superficie. En ambos casos el tiempo de vida decrece cuando se incrementa la densidad electrónica en el caso de conducción en canales binarios (GaAs), cuando esta se realiza en canales ternarios solo experimenta decrecimiento el tiempo de vida que controla el scattering por rugosidad de superficie.

8.3.- Determinación de los tiempos de vida.

Vamos a considerar en esta sección la determinación de los tiempos de vida que intervienen en la conducción desde campo cero hasta alto campo magnético. Primero se hará una descripción del procedimiento de obtención en cada situación experimental y después se resumirá en forma de tabla y en forma gráfica. La determinación se hará sobre dos muestras distintas K4 y S1, la primera es una estructura con dopado homogéneo y la segunda con dopado δ , ambas están descritas en el capítulo 5. Las tensiones de puerta aplicada han sido de 0 y 0.15V para el caso de K4 y 0 y 0.5V para S1, es decir las determinaciones se hacen con dos densidades electrónicas distintas en cada muestra. Para la determinación del tiempo de vida se van a considerar tres regiones en el campo magnético; una que denominaremos "**campo total**" esta comprendida entre los niveles de Landau 22 y 5, otra es la región de "**bajo campo**" comprendida entre los niveles de Landau 22 y 14 y por último la región de "**alto campo**" comprendida entre los niveles de Landau

10 y 5. Se ha hecho esta clasificación tomando como referencia los índices de los niveles de Landau en lugar de los valores del campo magnético, para dar a la clasificación la mayor generalidad posible. En efecto, una vez dados los índices de los niveles, el valor del campo magnético correspondiente es independiente de la muestra considerada, y solo depende de la densidad electrónica:

$$B_{n_l} = \frac{\pi \hbar n_e}{e \left(n_l + \frac{1}{2} \right)} \quad (8.4)$$

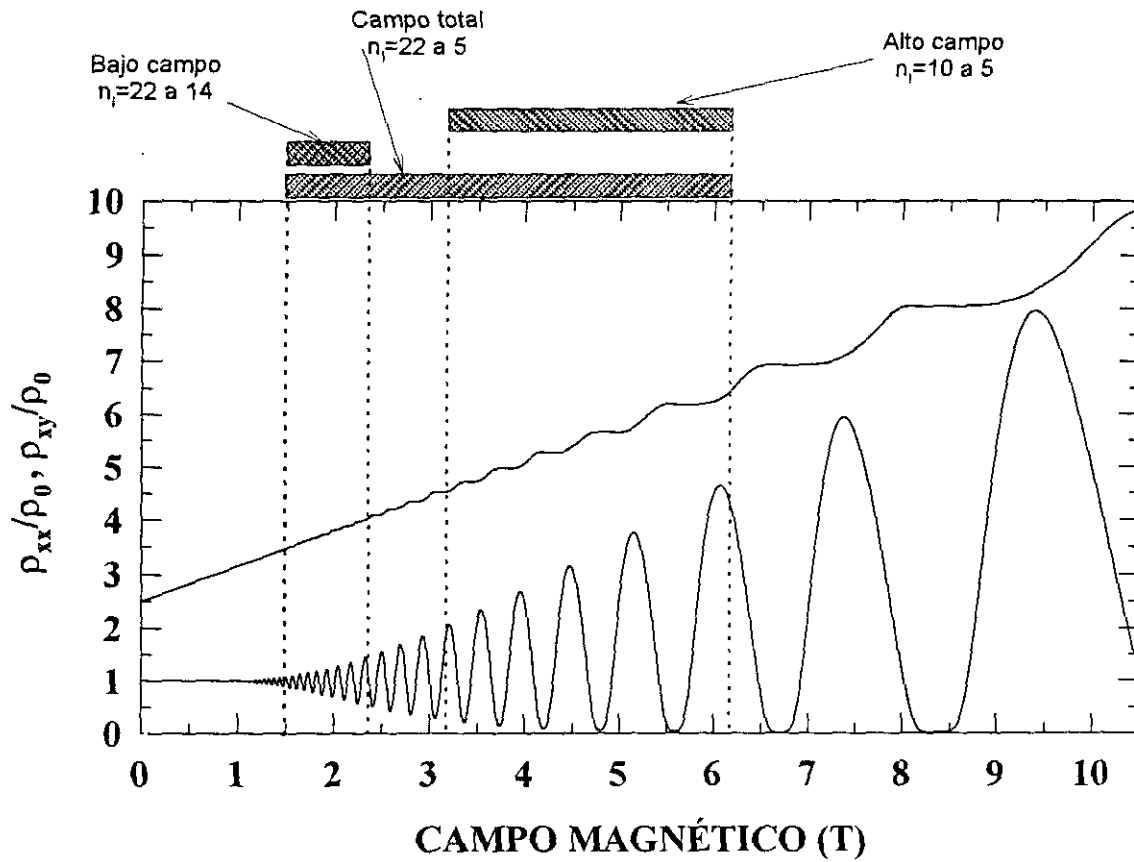


Figura 8.1.- Los tres rangos del campo magnético donde se estudian los tiempos de vida. Las trazas de la figura corresponden a medidas sobre la muestra K4, hechas a $T=2.1K$ y tensión de puerta $0.15V$. La traza ρ_{xy}/ρ_0 está desplazada a efectos de claridad. **Campo total:** región donde se determina el tiempo de vida por un método desarrollado en esta tesis, comprendida entre los niveles de Landau 22 a 5. **Bajo Campo:** región donde se determina el tiempo de vida por el procedimiento de los plots de Dingle, comprendida entre los niveles 22 y 14. **Alto campo:** región donde se determina el tiempo de vida por un método basado en la fórmula de Ando (8.18), válida a alto campo, comprendida entre los niveles 10 y 5. Obsérvese en la traza ρ_{xy}/ρ_0 la distinción que aparece entre las regiones de bajo y alto campo; a bajo campo los plateaus Hall apenas empiezan a formarse mientras que a alto campo magnético los plateaus están completamente formados.

donde n_e es la densidad electrónica y N el índice del nivel de Landau correspondiente. En la figura 8.1, puede verse la división del campo magnético en los tres rangos que recubren todos los valores del campo desde el índice $N = 22$ hasta $N = 5$. No se ha considerado valores menores de 5 ya que se producen cambios importantes en la forma de los niveles debido a efectos de localización, haciendo imposible la aplicación del método de análisis.

El tiempo de vida clásico se obtiene a campo magnético cero de las formulas que se deducen del modelo de Drude. A partir de la expresión $\sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m^*}$, teniendo en cuenta que

$\sigma_0 = \frac{1}{\rho_0}$ y $\rho_0 = R_0 \frac{L}{A}$ tenemos:

$$\tau_c = \frac{m^*}{n_e e^2 R_0} \frac{L}{A} \quad (8.3)$$

donde R_0 es la magnetorresistencia transversal diagonal a campo magnético cero, L y A son parámetros geométricos de la muestra, largo y ancho y n_e es la densidad electrónica obtenida de las oscilaciones SdH, tal como se ha indicado en 6.1. En las secciones siguientes se va a describir la determinación del tiempo τ_q según tres métodos distintos

El primer método se aplica a la región de “**bajo campo**” emplea la técnica de los llamados “plots de Dingle”, es una reconocida técnica, muy sencilla de aplicar y empleada por distintos autores desde 1952 cuando fue introducida por R. B. Dingle, para justificar la atenuación de la amplitud de las oscilaciones de Haas – Van Alphen de la imanación en muestras metálicas tridimensionales. Posteriormente se ha aplicado también a las oscilaciones SdH de la magnetorresistencia en muestras semiconductoras bidimensionales (Coleridge 89). En la aplicación del método hay que suponer una pequeña amplitud de las oscilaciones lo que implica también pequeño campo magnético.

El segundo método empleado ha sido en la región de “**alto campo**”, esta basado en la cálculo de Ando, que se ha adaptado a nuestras muestras (ec. 8.18) que nos permite relacionar, tras algún tratamiento, los valores de pico de la magnetorresistencia ρ_{xx} con el valor del campo magnético, lo que finalmente nos ofrece el tiempo de vida, como veremos en 8.3.2. Es necesario en este caso, suponer una forma Gaussiana para los niveles de Landau.

El tercer método que vamos a emplear se aplica a la región de “campo completo” emplea una técnica modificada de los llamados “plots de Dingle. En la aplicación del método no es necesario suponer pequeñas amplitudes de las oscilaciones SdH y no se hace distinción entre forma Gaussiana o Lorentziana.

8.3.1.- Determinación de τ_q a “bajo campo magnético” – primer método.

Al considerar las oscilaciones de la magnetorresistencia a bajos campos magnéticos, lo que para nosotros es la región comprendida entre los niveles de Landau 22 y 14, podemos observar (figura 8.2) que presentan las siguientes características: tienen una amplitud moderada (del orden del valor de la línea de base), son simétricas respecto de dicha línea y tienen una forma sinusoidal con poco o ningún contenido en armónicos. En esta situación es inmediato establecer una

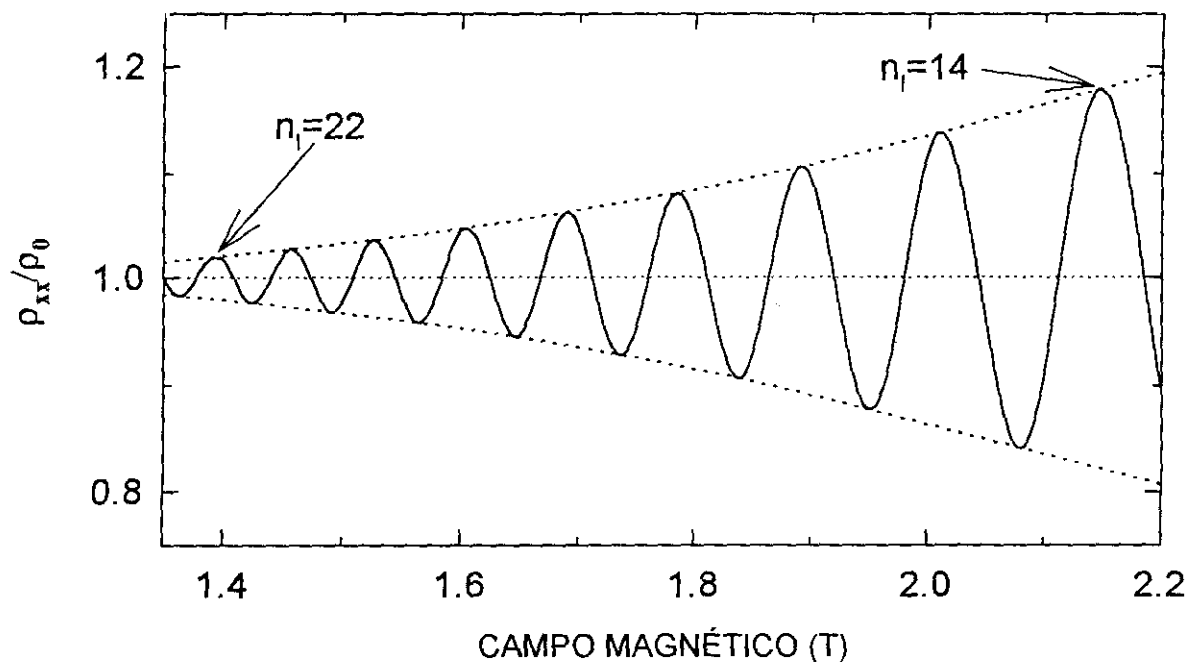


Figura 8.2.- Componente diagonal de la magnetorresistividad transversal en el rango de "bajo campo" (comprendido entre los niveles 22 y 14) donde se va a determinar el tiempo de vida. Los valores representados corresponden a las medidas efectuadas en la muestra K4, a una temperatura de $T=4.2$ K y tensión de puerta 0 V. La traza ρ_{xx}/ρ_0 , esta corregida según el procedimiento descrito en 7.2. Puede apreciarse en la figura la simetría de las oscilaciones y su pequeña amplitud.

expresión simple para la componente diagonal de la magnetorresistividad transversal ρ_{xx} . Como ya hemos visto en la Sección 3.2.1, en condiciones de bajo campo se cumple (ecuación 3.15)

$$\rho_{xx} = \rho_0 \left(1 + 2 \frac{\Delta g(E_F)}{g_0} \right) \quad (8.4)$$

para cualquier valor del campo en este rango, si ahora consideramos solamente los valores máximos de ρ_{xx} , que corresponden a los centros de los niveles de Landau, tenemos:

$$\frac{\rho_{xx} - \rho_0}{\rho_0} = 4R_s \cdot R_T \cdot R_I \quad (8.5)$$

donde R_s , R_T y R_I son respectivamente[§], los términos que responden al desdoblamiento de spin, al amortiguamiento debido a la temperatura finita de la muestra y al ensanchamiento de los niveles de Landau debido a las colisiones.

La representación gráfica del $\ln(\Delta\rho_{xx}/\rho_0)$ frente a la inversa del campo magnético, $1/B$, es lo que se denomina un "plot de Dingle" de $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$, siendo $\Delta\rho_{xx} = \rho_{xx} - \rho_0$. Nosotros obtenemos el plot de Dingle sobre $\Delta\rho_{xx}/(\rho_0 \cdot 4R_s R_T)$ para eliminar el efecto de la temperatura finita y el del desdoblamiento de spin. En la figura 8.3 aparece dicho plot para las muestras K4 y S1, a las tensiones de puerta indicadas, para los niveles de Landau comprendidos entre 22 y 14. Los puntos obtenidos están alineados según una recta, que se obtiene mediante un ajuste por mínimos cuadrados. Puede observarse en el gráfico la bondad del ajuste, lo que redundará en la fiabilidad de la determinación. Hay que hacer hincapié en que el resultado del gráfico traduce un hecho experimental que no hace ninguna hipótesis sobre la forma de los niveles de Landau.

No obstante, para obtener el tiempo de vida cuántica, τ_q , a partir de los plot de Dingle, es necesario suponer una forma analítica para los niveles de Landau. De las formas propuestas para dichos niveles, hay dos que pueden aplicarse en este caso: Lorentziana y Gaussiana. Sin embargo, cuando se consideran bajos campos magnéticos y solo el primer armónico, las diferencias entre ambos no existe.

[§] recordemos que para el primer armónico, $R_s = \cos\left(\frac{1}{2}\pi g_s \frac{m^*}{m_0}\right)$, $R_T = \frac{X}{\sinh(X)}$, siendo

$X = 2\pi^2 \kappa_B T / \hbar \omega_c$ y $R_I = \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right)$, tanto para niveles Lorentzianos como Gaussianos.

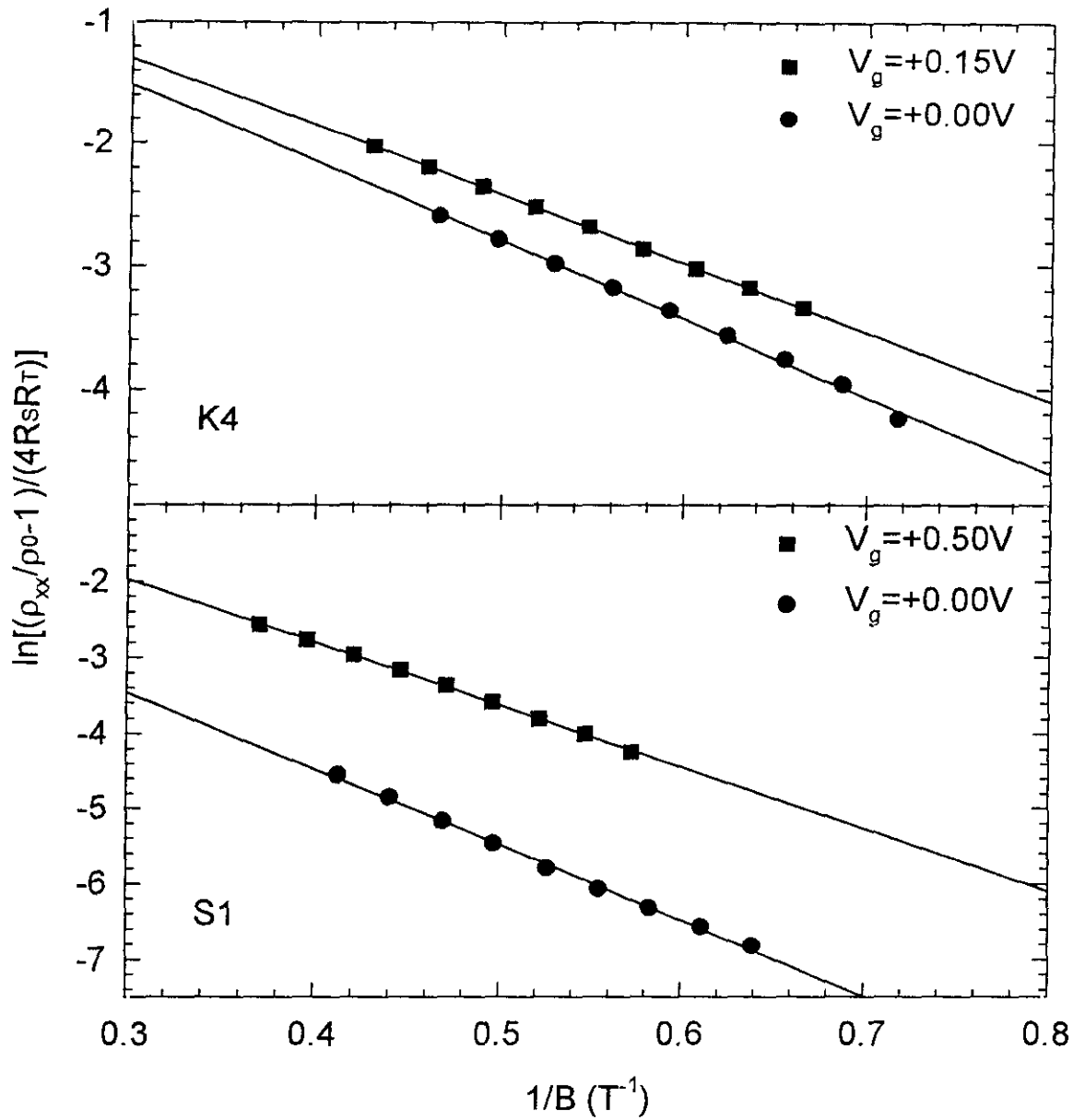


Figura 8.3.- Determinación del tiempo de vida cuántico, τ_q , a partir de los plot de Dingle. Estos se han obtenido, a bajo campo, para las muestras K4 y S1 a las tensiones de puerta indicadas.

por tanto considerando la ecuación (8.5) y tras alguna transformación tenemos:

$$\ln\left(\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0 \cdot 4R_S R_T}\right) = -\frac{\pi}{\omega_c \cdot \tau_q} \quad (8.8)$$

o poniendo el segundo término en función de $1/B$,

$$\ln\left(\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0 \cdot R_S R_T}\right) = -\left(\frac{\pi \cdot m^*}{e \cdot \tau_q}\right) \cdot \frac{1}{B} \quad (8.9)$$

siendo $\frac{\pi \cdot m^*}{e \cdot \tau_q}$, la pendiente de la recta que se obtiene del plot de Dingle. Si p es esa pendiente entonces,

$$\tau_q = \frac{\pi \cdot m^*}{e \cdot p} \quad (8.10)$$

lo que nos permite determinar el tiempo de vida utilizando el valor de la masa efectiva obtenida en el capítulo 7. En la tabla siguiente resumimos los resultados obtenidos para los tiempos de vida en este rango.

			B=0	PD
Muestra	x	$V_g(V)$	$\tau_0(ps)$	$\tau_q(ps)$
K4	0.20	0.00	0.80±0.10	0.18±0.03
		0.15	0.85±0.10	0.21±0.03
S1	0.30	0.00	0.87±0.05	0.12±0.01
		0.50	1.03±0.05	0.16±0.01

Tabla 8.1. Valores de los tiempos de vida clásicos y cuánticos. τ_0 está obtenido de ρ_0 y τ_q está obtenido de los plot de Dingle.

8.3.2.- Determinación de τ_q a “alto campo magnético” – segundo método.

En esta sección determinamos τ_q en la región de alto campo, que nosotros consideramos entre los niveles de Landau 10 y 5. Como ya se indicó en la sección 3.2.5, es esta una región donde no solo la intervención de los armónicos es decisiva sino además deben considerarse los efectos de localización sufridos por los electrones. El modelo de comportamiento empleado en la sección anterior calcula valores para ρ_{xx}/ρ_0 con diferencias, respecto de los valores experimentales, más apreciables cuanto mayor es el rango del campo magnético considerado, por este motivo vamos a emplear en este rango un cálculo debido a Ando et al (*Ando 74b*) ya mencionado en la sección 3.2.5. De manera resumida diremos que en este modelo se supone que

la conducción se lleva a cabo por medio de un proceso de difusión “cuántica”, donde σ_{xx} se puede poner

$$\sigma_{xx} = e^2 D^* g(E_F) \quad (8.13)$$

siendo D^* la constante de difusión,

$$D^* = \frac{R_c^2}{\tau} \quad (8.14)$$

R_c el radio ciclotrón,

$$R_c = \sqrt{2 \left(n_l + \frac{1}{2} \right) \frac{\hbar}{eB}} \quad (8.15)$$

n_l el índice del nivel de Landau, τ el tiempo de difusión, el cual se supone igual al tiempo de transporte a campo magnético B y $g(E_F)$ es la densidad de estados al nivel de Fermi. Para muestras de alta movilidad $\frac{\rho_{xx}}{\rho_{xy}} \ll 1$ y podemos poner $\rho_{xx} = \sigma_{xx} \rho_{xy}^2$. Si se consideran niveles de Landau

Gaussianos, se llega a la siguiente relación de la magnetorresistividad ρ_{xx}/ρ_0 en los máximos (Coleridge 94):

$$\frac{\rho_{xx}}{\rho_0} = \omega_c \tau_q \quad (8.16)$$

En nuestras medidas de alto campo, niveles de Landau entre los índices 10 y 5, se observa un comportamiento lineal frente al campo en los valores máximos de la magnetorresistencia, sin embargo, no es aplicable directamente la ecuación 8.16 en muestras de movilidad media como las nuestras, debiendo tener en cuenta la expresión general

$$\rho_{xx} = \sigma_{xx} \rho_{xy}^2 \left(1 + \frac{\rho_{xx}^2}{\rho_{xy}^2} \right) \quad (8.17)$$

que podemos poner de forma más conveniente de cara a la determinación del tiempo de vida de la siguiente forma:

$$\frac{\rho_{xx}}{\rho_0} = \omega_c \tau_q \left(1 + \frac{\tau_q^2}{\tau_0^2} \right) \quad (8.18)$$

donde aparece un término aditivo que sirve de corrección respecto de la ecuación (8.16), ligado a la movilidad de nuestras muestras.

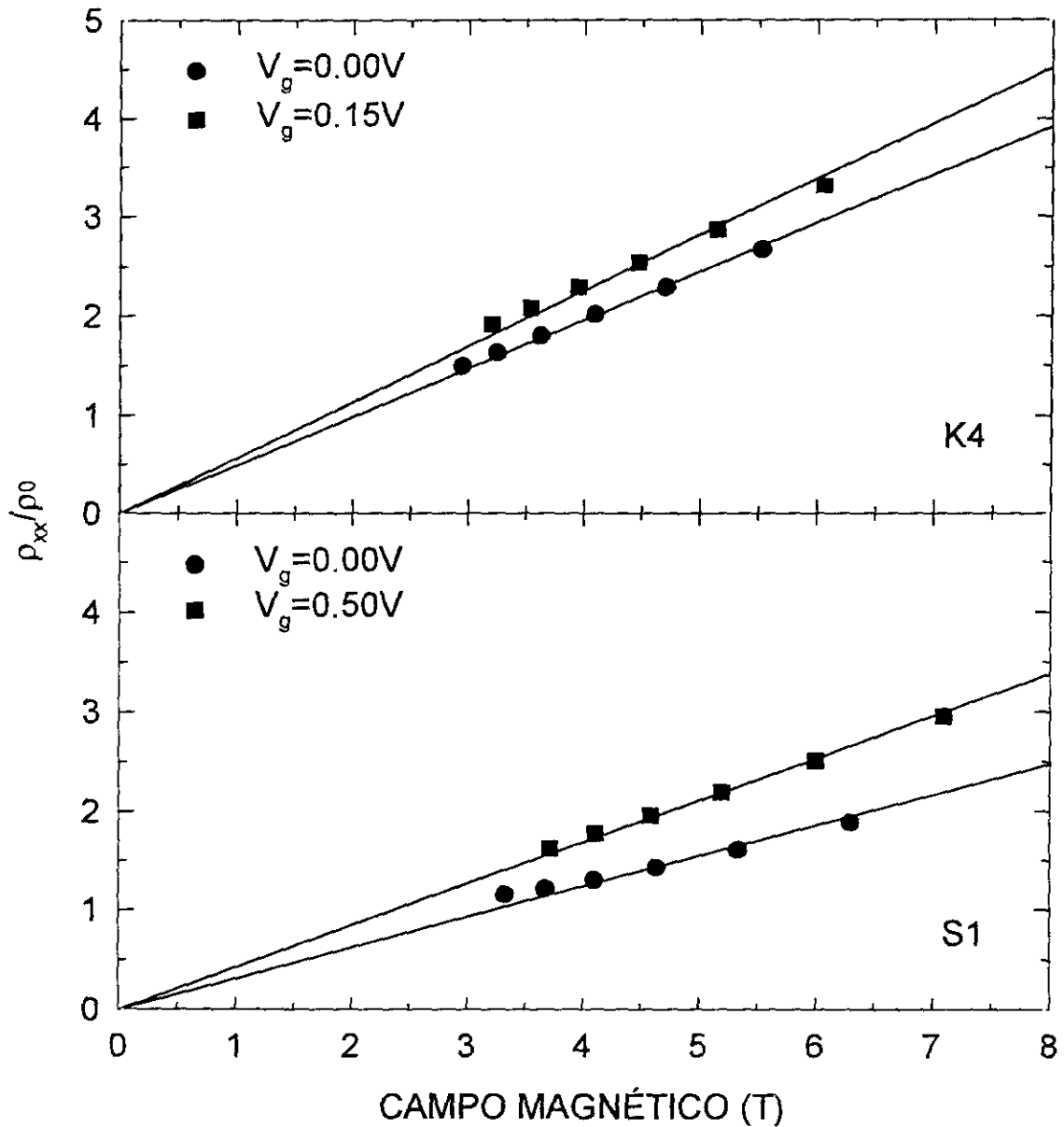


Figura 8.5.- Determinación del tiempo de vida cuántico, τ_q , para las muestras K4 y S1 a las tensiones de puerta indicadas, a partir del valor en los máximos de ρ_{xx}/ρ_0 , empleando la ecuación (8.18). El rango del campo magnético considerado (alto campo) está comprendido entre los niveles de Landau 10 y 5.

En este caso el procedimiento para obtener τ_q pasa por representar ρ_{xx}/ρ_0 frente a B (figura 8.5), obteniéndose un comportamiento lineal. La pendiente de la recta, obtenida en el ajuste por

mínimos cuadrados, se iguala a $e \frac{\tau_q}{m^*} \left(1 + \frac{\tau_q^2}{\tau_0^2} \right)$, obtenida de la ecuación (8.18), lo que da lugar a la relación:

$$p = e \frac{\tau_q}{m^*} \left(1 + \frac{\tau_q^2}{\tau_0^2} \right) \quad (8.19)$$

siendo p la pendiente obtenida de la figura 8.5. τ_q se obtiene por último resolviendo la ecuación cubica (8.19)

En la tabla 8.2 aparecen los valores del tiempo de vida, determinados en el rango de alto campo magnético.

			B=0	HCM
Muestra	X	$V_g(V)$	$\tau_0(ps)$	$\tau_q(ps)$
K4	0.20	0.00	0.80 ± 0.10	0.17 ± 0.03
		0.15	0.85 ± 0.10	0.20 ± 0.03
S1	0.30	0.00	0.87 ± 0.05	0.11 ± 0.03
		0.50	1.03 ± 0.05	0.17 ± 0.03

Tabla 8.2. Valores de los tiempos de vida clásicos y cuánticos. τ_0 está obtenido de ρ_0 y τ_q está obtenido por medio de la ecuación (8.18) válida a alto campo magnético.

8.3.3.- Determinación de τ_q a “campo completo” – tercer método.

En esta sección determinamos τ_q en la región que hemos denominado de “**campo completo**”, que consideramos entre los niveles de Landau 22 y 5. En este caso se determina el tiempo de vida cuántico a partir de la variación de la amplitud de las oscilaciones SdH con el campo magnético usando una modificación de la técnica de los “plot de Dingle” que tiene en cuenta la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estados al nivel de Fermi (ec. 3.4), que para los máximos de la amplitud de las oscilaciones y despreciando la pequeña corrección de los armónicos en estos puntos da lugar a

$$\sqrt{\frac{\rho_{xx}}{\rho_0}} = 1 + 2R_S R_T R_F \quad (8.20)$$

donde ρ_0 es la resistividad a campo magnético cero, $R_S = \cos(\pi g m^*/2m_0)$ es el factor de desdoblamiento de spin con g el factor giromagnético, $R_T = X/\sinh(X)$ con $X = 2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c$ el factor de amortiguamiento debido a la temperatura y $R_F = \exp(-\pi/\omega_c \tau_q)$ el factor de forma de los niveles de Landau. Manejando la ecuación 8.20, tenemos la expresión:

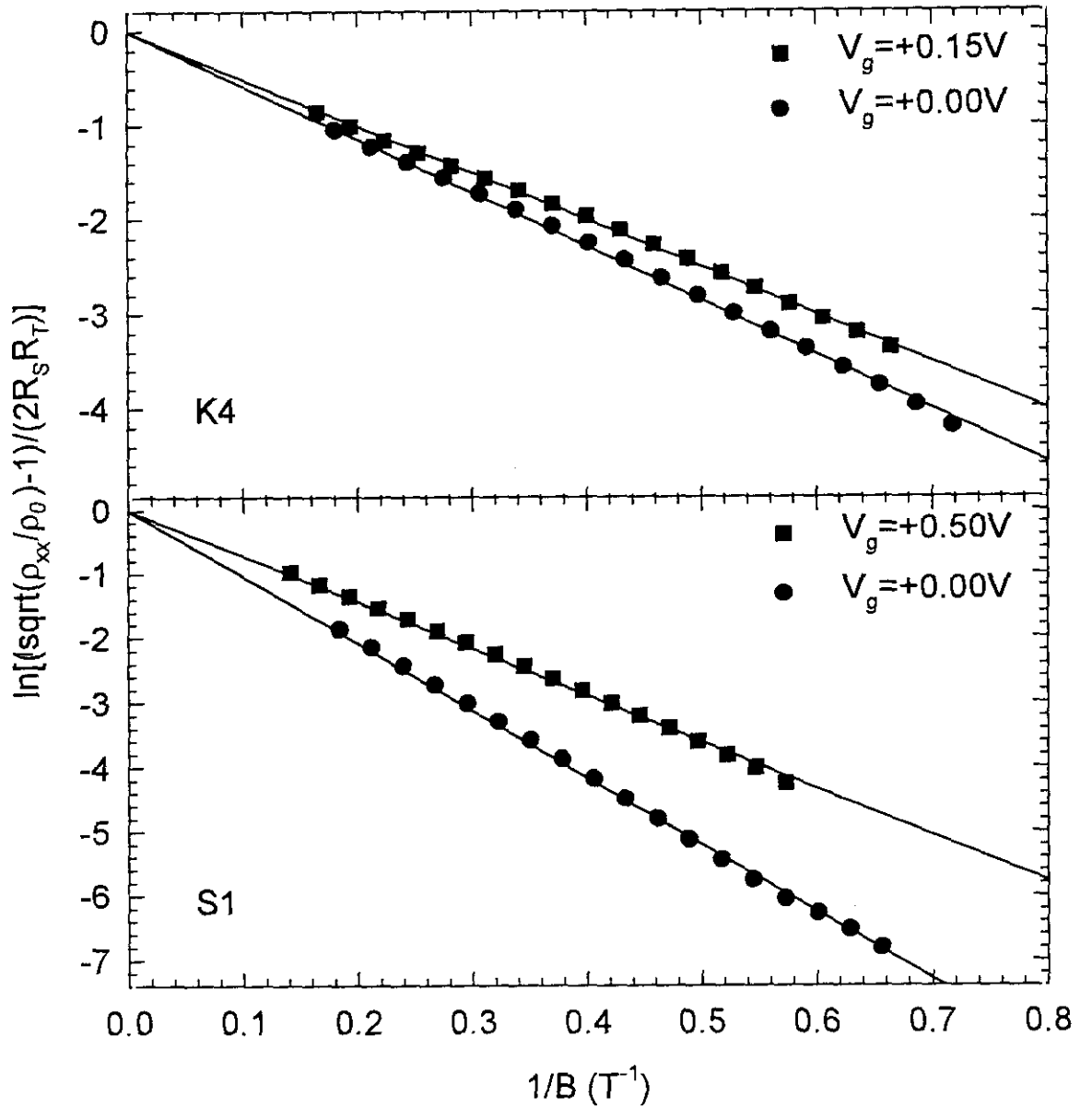


Figura 8.6.- Determinación del tiempo de vida cuántico, τ_q , para las muestras K4 y S1 a las tensiones de puerta indicadas, a partir del valor en los máximos de ρ_{xx}/ρ_0 , empleando la ecuación (8.21). El rango del campo magnético considerado (campo completo) está comprendido entre los niveles de Landau 22 y 5.

$$\ln \left(\frac{\sqrt{\frac{\rho_{xx}}{\rho_0}} - 1}{2R_s R_T} \right) = -\frac{\pi}{\omega_c \tau_q} \quad (8.21)$$

Se obtiene τ_q del gráfico de $\ln \left\{ \left[\sqrt{\rho_{xx} / \rho_0} - 1 \right] / 2R_s R_T \right\}$ como función de $1/B$. La figura 8.6 presenta este gráfico para las dos muestras K4 y S1, a las tensiones de puerta indicadas, entre los niveles de Landau $N = 22$ y $N = 5$. La pendiente de la recta de regresión nos permite, al igual que en el plot de Dingle, obtener τ_q . Si p es la pendiente se tiene la misma expresión final, ec.8.10. En la tabla siguiente resumimos los resultados obtenidos para los tiempos de vida en este rango.

			B=0	PD
Muestra	x	$V_g(V)$	$\tau_0(ps)$	$\tau_q(ps)$
K4	0.20	0.00	0.80 ± 0.05	0.20 ± 0.01
		0.15	0.85 ± 0.05	0.23 ± 0.01
S1	0.30	0.00	0.87 ± 0.03	0.11 ± 0.01
		0.50	1.03 ± 0.03	0.19 ± 0.01

Tabla 8.3. Valores de los tiempos de vida clásicos y cuánticos. τ_0 está obtenido de ρ_0 y τ_q está obtenido del método desarrollado en esta tesis.

8.4.- Resumen y conclusiones.

Se ha determinado en este capítulo el tiempo de vida cuántico a partir de la variación de la amplitud de las oscilaciones de la magnetorresistencia con el campo magnético, entre los niveles de Landau 22 y 5. El estudio se ha hecho empleando tres métodos diferentes pero compatibles considerando tres rangos, bajo, alto y campo completo. En el rango de bajo campo usamos los plot de Dingle, estando limitada su aplicación a la región donde es válida la relación lineal entre ρ_{xx} y la densidad de estados al nivel de Fermi ($g(E_F)$) y el contenido en armónicos de $g(E_F)$ no es significativo, (ec. 8.12). En el rango de alto campo obtenemos τ_q del cálculo de los máximos de magnetorresistencia basados en un modelo de Ando (*Ando 74b*) que hemos adaptado a nuestro caso (ec. 8.18). En la región de campo completo se emplea un método modificado de la técnica de los plot de Dingle, que tiene en cuenta la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estados al nivel de Fermi (ec. 3.4). En la región de muy alto campo, para niveles de Landau con índices menores que 5, cambia de manera significativa la forma de dichos niveles, debido a efectos de

localización de los estados electrónicos, lo que impide una determinación fiable del tiempo de vida en este rango.

					B=0	BC	HC	CC
Muestra	x	$V_g(V)$	$N_e(10^{16}m^{-2})$	m^*/m_0	$\tau_0(ps)$	$\tau_q(ps)$	$\tau_q(ps)$	$\tau_q(ps)$
K4	0.20	0.00	1.50 ± 0.01	0.063 ± 0.004	0.80 ± 0.10	0.18 ± 0.03	0.17 ± 0.03	0.20 ± 0.03
		0.15	1.63 ± 0.01	0.065 ± 0.004	0.85 ± 0.10	0.21 ± 0.03	0.20 ± 0.03	0.23 ± 0.03
S1	0.30	0.00	1.70 ± 0.01	0.066 ± 0.002	0.87 ± 0.05	0.12 ± 0.01	0.11 ± 0.01	0.11 ± 0.03
		0.50	1.90 ± 0.01	0.075 ± 0.002	1.03 ± 0.05	0.16 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.19 ± 0.03

Tabla 8.4 Se resumen en esta tabla los resultados obtenidos para las muestras K4 y S1 a las tensiones de puerta indicadas. Están incluidos los valores de la densidad electrónica, la masa efectiva, el tiempo de vida de transporte τ_0 y las tres determinaciones del tiempo de vida cuántico τ_q a bajo campo, alto campo y campo completo. Los valores de este tiempo de vida están deducidos de los "plot de Dingle" (BC), de la ecuación (8.18) (AC) y del método desarrollado en esta tesis (CC) respectivamente.

En la tabla 8.4 están resumidos los resultados obtenidos del tiempo de vida para las muestras K4 y S1 a las tensiones de puerta indicadas, en los tres rangos del campo magnético considerados. De los valores se desprende que τ_q se incrementa con la densidad electrónica, comportamiento que se atribuye al scattering de Coulomb (*Mani 88, Bockelmann 90*). La relación τ_q/τ_0 para la muestra K4 esta comprendida entre 0.25 y 0.27 y para la muestra S1 entre 0.13 y 0.18. El mecanismo de scattering debido a las impurezas ionizadas (*Burgt 95*), da valores para τ_q/τ_0 comprendidos entre 0.10 0.15. Estos valores están de acuerdo con los obtenidos para la muestra S1. Sin embargo para la muestra K4 los valores experimentales son más altos y se debe tener en cuenta mecanismos de scattering de largos ángulos como el de scattering de agregados (*Luo, 88*). Como las muestras K4 y S1 fueron crecidas por MBE y tienen un ancho de canal de 130 Å y 120 Å respectivamente, los mecanismos de scattering de grandes ángulos debidos a desorden de aleación y rugosidad de superficie no se deben tener en cuenta (*Luo 88, Burgt 95*)

Se ha obtenido el tiempo de vida cuántico de la variación de la amplitud de las oscilaciones SdH con el campo magnético, desde el nivel de Landau 22 hasta el 5, usando un método modificado de los plot de Dingle considerando la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estados al nivel de Fermi. Los valores de τ_q obtenidos son consistentes con valores determinados a bajo campo magnético obtenidos mediante los plot de Dingle y a alto campo magnético obtenidos mediante la ecuación 8.18, basado en un calculo de Ando (*Ando 74b*).

CAPÍTULO 9

ESTADOS DE BORDE

En este capítulo se obtiene el término no-clásico de la magnetoconductividad Hall combinando resultados experimentales, de las dos componentes de la magnetorresistencia transversal, con un modelo basado en la ecuación de Streda. σ_{xy} aparece como la suma de dos términos oscilatorios; el primero, relacionado con σ_{xx} , da la contribución de los electrones interiores[§] y el otro, obtenido por diferencia, es el término no-clásico de la ecuación de Streda calculado a partir de una densidad de estados, teniendo en cuenta los parámetros deducidos de las oscilaciones SdH. Este término se atribuye a los estados de borde que se establecen en los límites de las muestras como la K4 y S1 estudiadas en este capítulo.

9.1.- Introducción

Cuando se estudian las muestras reales, por tanto finitas, inmediatamente aparece el concepto de “borde del sistema” con propiedades que, en el caso del GE2D, son fundamentales para que se produzca el EHC. Hoy en día es un lugar común la afirmación de que, cuando se aplica un campo magnético perpendicular a un GE2D contenido en una muestra, aparecen estados en sus bordes (“estados de borde”), que contribuyen a la conducción de electrones desde un extremo al otro de la muestra. Estos estados son cruciales para la comprensión del EHC, además pueden explicar muchos resultados del magnetotransporte en el gas de electrones bidimensional, como el no escalado de la resistencia de la muestra al variar el tamaño de ésta (*Kane 87*), el efecto de resistencia no-local (*McEuen 90*), el comportamiento de los mínimos en las medidas de la magnetocapacidad (*Takaoka 94*), etc. No existe esa coincidencia en las teorías que intentan justificar tanto la existencia de dichos estados como los efectos antes indicados.

[§] electrones *bulk*

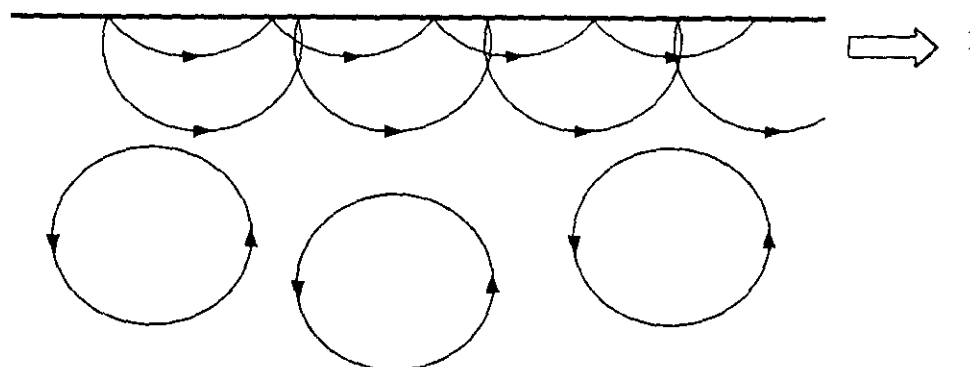


Figura 9.1.- Trayectorias clásicas de un electrón moviéndose a lo largo de un borde de una muestra en un campo magnético perpendicular al plano del papel. La corriente eléctrica en ese borde se dirige hacia la derecha, al contrario que en el otro borde, no representado en el dibujo.

9.2.- Borde clásico

Desde un punto de vista clásico los electrones que se mueven en un campo magnético, describiendo órbitas ciclotrón, al chocar con una superficie siguen una trayectoria de acuerdo con las denominadas “órbitas de salto” (skipping orbits). La figura 9.1 muestra esquemáticamente estas trayectorias clásicas.

9.3.- Borde cuántico

Se han hecho grandes esfuerzos para explicar la aparición de los estados de borde, desde un punto de vista cuántico, de forma que fueran compatibles con la visión clásica de las órbitas de salto, “skipping orbits”, dando lugar a corrientes en los bordes de una muestra finita. Entre ellas destacamos dos de las más significativas debidas a Halperin y Büttiker y damos también una visión diferente que tiene en cuenta el acoplamiento de los estados de borde e interiores[§] aplicable a las regiones de campo magnético bajo y medio.

[§] estados bulk

9.4.- Halperin (alto campo). Dicotomía borde – volumen

Desde un punto de vista cuántico Halperin (*Halperin 82*), estudió el papel de los estados de borde en la conductancia Hall cuantizada, en el contexto de la explicación general dado por Laughlin (*Laughlin 81*), basada en argumentos de invarianza de gauge, existencia de un gap de movilidad, temperatura cero y coherencia de fase de los estados que llevan corriente. La conclusión de Laughlin sobre los efectos de borde es que no tienen influencia sobre la precisión de la cuantización en clara contradicción con las ideas actuales; y de que la geometría del sistema supuesto por él (geometría cilíndrica y sistema cerrado) no permitiría medir la conductancia Hall; no obstante el estudio de Halperin deduce la existencia de estados electrónicos que transportan corriente, con la particularidad de que están localizados dentro de un radio ciclotrón de los bordes de la muestra, pero están extendidos alrededor de su perímetro aún en presencia de una moderada cantidad de desorden.

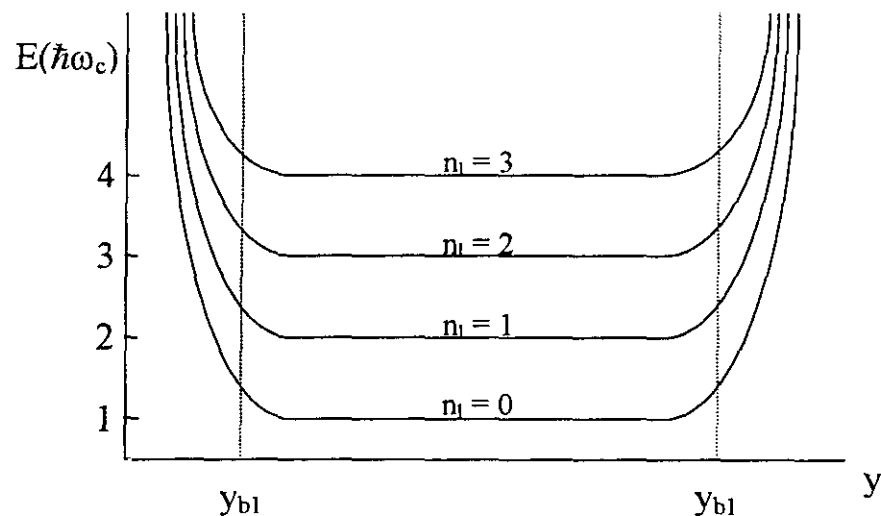


Figura 9.2.- Espectro de energía de un GE2D en un campo magnético con potencial infinito en los bordes (Halperin 82).

En la figura 9.2 se representan varios niveles de energía (niveles de Landau) en función del ancho de la muestra y se incluye el efecto producido por los bordes sobre el perfil de la energía. Debido al incremento de la energía en los bordes, los niveles de Landau que en el interior están por debajo del nivel de Fermi, alcanzan este nivel en los bordes de la muestra (figura 9.3) dando lugar a canales de corriente “cuasi-unidimensionales” que transportan la corriente en sentido contrario, en cada borde, debido al diferente signo de la pendiente de la energía (figura 9.2).

En efecto la velocidad longitudinal de los estados es:

$$v_{n,k_x} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_{n,k_x}}{dk_x} = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_{n,k_x}}{dy} \frac{dy}{dk_x} \quad (9.1)$$

con $\frac{dy}{dk_x} = l^2$, siendo y el centro de las órbitas ciclotrón y $l = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$ la longitud magnética; vemos

que tenemos corrientes “positivas” en un borde y “negativas” en el otro. Análogo resultado se obtiene con las clásicas “skipping orbits”. Si el nivel de Fermi fuera el mismo en los dos bordes, las dos corrientes serían iguales y no habría corriente neta. Evidentemente, en la situación real, los bordes tienen distinto nivel de Fermi y se mantiene una corriente neta en la muestra.

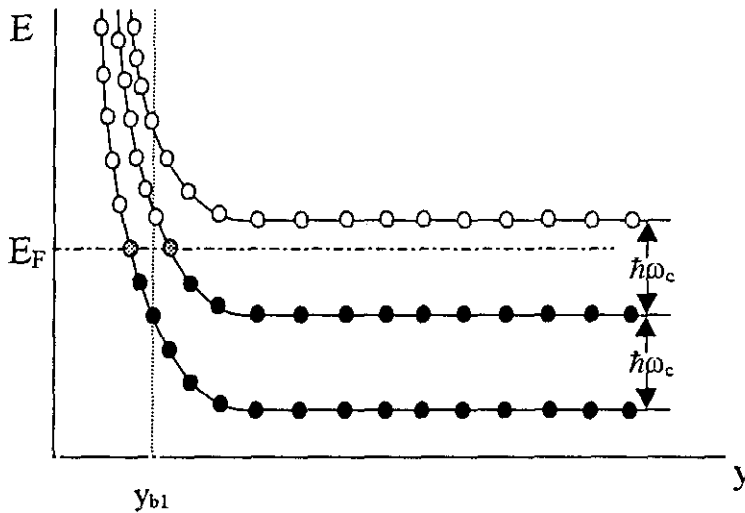


Figura 9.3.- Los dos niveles de mas baja energía, están por debajo del nivel de Fermi en el interior, pero afloran a dicho nivel en el borde. De acuerdo con el diagrama, en caso de no existir los estados de borde, no habría corriente cuando el nivel de Fermi se encuentra entre dos niveles de Landau.

9.5.- Büttiker (alto campo). Supresión del “backscattering”

Büttiker (Büttiker 88) explica el EHC considerando la formación de los estados de borde, que llama “canales de borde”. La idea original de su explicación se basa en la eliminación en altos campos magnéticos del backscattering elástico e inelástico, es decir un portador que se mueve a lo largo de los bordes de la muestra, no puede invertir el sentido de su movimiento si sufre un evento

de scattering en una impureza. Los portadores dispersados por una impureza son reflejados hacia atrás una distancia determinada por el diámetro de una órbita ciclotrón (figura 9.4), continuando su movimiento a lo largo del borde por la acción del potencial de confinamiento. De acuerdo con Büttiker esta imagen es correcta siempre que el potencial de impurezas varíe suavemente sobre una radio ciclotrón, aunque lo haga rápidamente respecto de la dimensiones de la muestra. En cualquier caso se puede dar el EHC solamente si la muestra presenta dos conjuntos equilibrados de estados de borde que no interaccionan por scattering elástico ni inelástico. Podemos decir que en el régimen cuántico se produce un desacoplamiento entre los dos conjuntos de estados de borde de la muestra.

En el tratamiento del transporte en canales unidimensionales, Büttiker considera no solo muchos canales, sino también la influencia de los contactos. Utiliza el formalismo de Landauer de los coeficientes de transmisión y reflexión siendo la conservación de la corriente la base de su formulación.

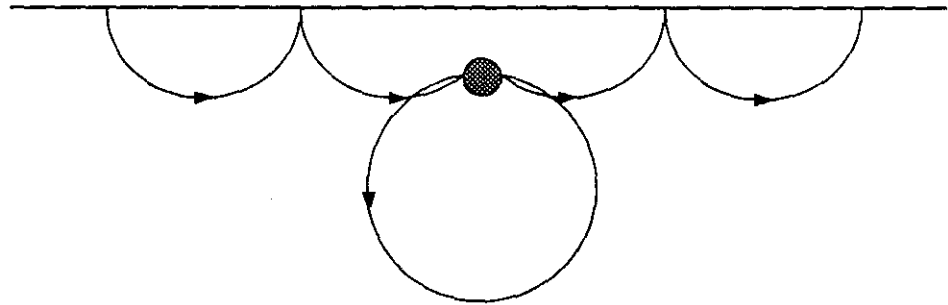


Figura 9.4.- "skipping orbits" clásicas en uno de los bordes de la muestra en presencia de una impureza localizada. El backscattering se suprime sobre distancias mayores que el radio ciclotrón a altos campos magnéticos.

La corriente que transporta un estado de borde entre dos contactos, viene dada por,

$$I = ev_{n,k_x} g(E) \Delta\mu = \frac{e}{h} \Delta\mu \quad (9.2)$$

donde $g(E)$ es la densidad de estados unidimensional $(\frac{1}{2\pi\hbar v_{n,k_x}})$ y $\Delta\mu$ es la diferencia en el potencial electroquímico entre los dos contactos[§]. Por lo tanto la conductancia entre los dos

[§] $\Delta\mu = eV$, siendo V el voltaje aplicado entre los dos contactos

contactos sería $\frac{I}{\Delta\mu/e} = \frac{e^2}{h}$. Si en lugar de considerar un estado de borde consideramos dos la conductancia es obvio que tomará el valor $2\frac{e^2}{h}$. Como se ve la conductancia esta cuantizada en unidades de $\frac{e^2}{h}$. Aplicando estas ideas a todos los contactos de una muestra simultáneamente y considerando la ley de conservación de la corriente, Büttiker obtiene la formula:

$$I_i = \frac{e}{h} \left((C - r_{ii}) \mu_i - \sum_j t_{ij} \mu_j \right) \quad (9.3)$$

siendo C el número de canales, r_{ii} la suma de los coeficientes de reflexión desde el contacto i al contacto i , μ_i el potencial electroquímico en el contacto i , y t_{ij} la suma de los coeficientes de transmisión desde el contacto j al contacto i . La conservación de la corriente impone que para la fuente la corriente sea I , para el colector $-I$ y para el resto de contactos $I = 0$.

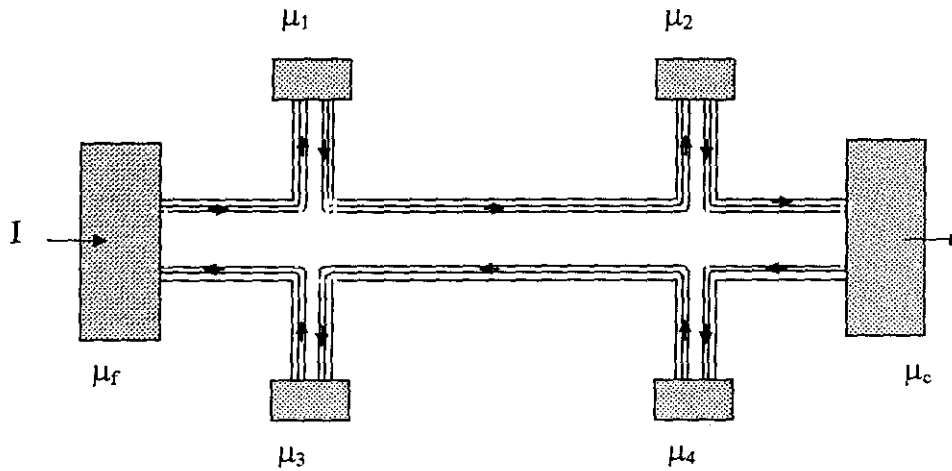


Figura 9.5.- Muestra con geometría de "barra Hall" recorrida por una corriente I , dentro de un campo magnético perpendicular al plano de la muestra y con dos niveles ocupados.

La resistencia Hall para una muestra como la de la figura 9.5 se puede calcular fácilmente, según la expresión:

$$R_{13} = R_H = \frac{\mu_1 - \mu_3}{eI} = \frac{h}{2e^2} \quad (9.4)$$

ya que la corriente I es

$$I = \frac{2e}{h} (\mu_f - \mu_3) \quad (9.5)$$

Hay que tener en cuenta que la corriente neta en los contactos 1, 2, 3 y 4 es cero y el potencial electroquímico es el mismo en cada borde; $\mu_f = \mu_1 = \mu_2$ y en el otro borde $\mu_c = \mu_4 = \mu_3$ por lo tanto $\mu_f - \mu_3 = \mu_1 - \mu_3$.

La imagen de los estados de borde justifica tanto la aparición del EHC, como la conducción sin disipación en los plateaus, pero no incluye el origen de la eliminación del scattering de un borde a otro. Podría ser por la anulación de la densidad de estados en el interior, por la localización de los estados o por otra razón; es decir no se justifica el **porqué** se produce el EHC, sino el **como se produce**.

9.6.- Nuestra idea de los estados de borde (bajo y medio campo).

Acoplamiento borde – volumen

Las justificaciones del EHC, tanto la de Laughlin–Halperin como la de Büttiker, solo tienen en cuenta las condiciones de altos campos magnéticos y el nivel de Fermi entre dos niveles de Landau, no obstante no se plantean una situación más general con el nivel de Fermi recorriendo la estructura de niveles de Landau y a campos intermedios, donde se producen también plateaus de efecto Hall, aunque con menor precisión, y la magnetorresistencia transversal diagonal toma valores finitos, lejos del comportamiento no disipativo. En este capítulo obtendremos el término “no-clásico” de la magnetoconductividad Hall, combinando medidas experimentales de ambas componentes de la magnetorresistencia transversal con la extensión del modelo de Isihara y Smrcka (*Isihara 86*), descrito en el capítulo 3 y que tiene su referencia en la ecuación de Streda[§] (*Streda 82*) donde la magnetoconductividad Hall se expresa como suma de dos términos: uno clásico (σ_{xy}^I) y el otro sin equivalente clásico (σ_{xy}^{II}) que atribuimos a efectos de borde (*Pruisken 82*). Aparece σ_{xy} como la suma de dos términos oscilatorios, el primero relacionado con σ_{xx} , da la contribución de los electrones “interiores”, el otro, obtenido por diferencia, esta de acuerdo con el término “no-clásico” de la ecuación de Streda, calculado para una densidad de estados que se ha

[§] ($\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^I + \sigma_{xy}^{II}$)

obtenido teniendo en cuenta los parámetros deducidos de las oscilaciones SdH (*Díaz-Paniagua 98*).

La determinación de la componente no-clásica de la magnetoconductividad Hall se hará para las muestras K4 (5.2.1) y S1 (5.2.3). Recordemos que ambas son estructuras HEMT de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, la primera con dopado homogéneo y la segunda con dopaje tipo δ .

Streda calcula ambas componentes de la magnetoconductividad transversal para el gas de electrones bidimensional, lo hace adaptando un cálculo previo de Smrcka y Streda (*Smrcka 77*) de coeficientes de transporte para fuertes campos magnéticos. Encuentra que

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^I + \sigma_{xy}^{II}, \quad (9.6)$$

σ_{xy}^{II} sin equivalente clásico lo que venimos denominando término no-clásico. Para electrones independientes a temperatura finita, sus resultados pueden escribirse como sigue, de acuerdo con la extensión del modelo de Isihara y Smrcka[§]

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 \cdot \frac{1}{1 + \omega_c^2 \tau_0^2 \left(\frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} \right)^{-2}} \quad (9.7)$$

$$\sigma_{xy}^I = -\omega_c \tau_0 \left(\frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} \right)^{-1} \sigma_{xx} \quad (9.8)$$

donde σ_{xx} y σ_{xy}^I son respectivamente la componente diagonal y el término clásico de la componente "no-diagonal" de la magnetoconductividad transversal. En la obtención de las ecuaciones 9.7 y 9.8 se ha empleado un argumento simplificador debido a Pippard (*Pippard 1965*) por el cual se admite que la probabilidad de scattering es proporcional al número de estados en que los electrones pueden ser dispersados. En ese caso la densidad efectiva de electrones en el nivel de Fermi y la inversa del tiempo de relajación a lo largo del campo magnético son proporcionales a la ocupación de la densidad de estados en el nivel de Fermi $\langle g(E_F) \rangle$. Donde σ_0 es la conductividad a

[§] Repetimos las ecuaciones que ya se indicaron en el capítulo 3 para así poder seguir mejor el razonamiento

campo magnético cero, $\sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau_0}{m^*}$, y n_e , τ_0 y $g_0 = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}$ son la densidad de electrones en el nivel de Fermi, el tiempo de relajación y la densidad de estados a campo magnético cero.

Para el término "no-clásico" de la componente "no-diagonal" de la magnetorresistencia transversal a $T = 0$ K tenemos:

$$\sigma_{xy}^H = -e \frac{\partial}{\partial B} \int_0^{E_F} g(E) dE \quad (9.9)$$

siendo $g(E)$ la densidad de estados.

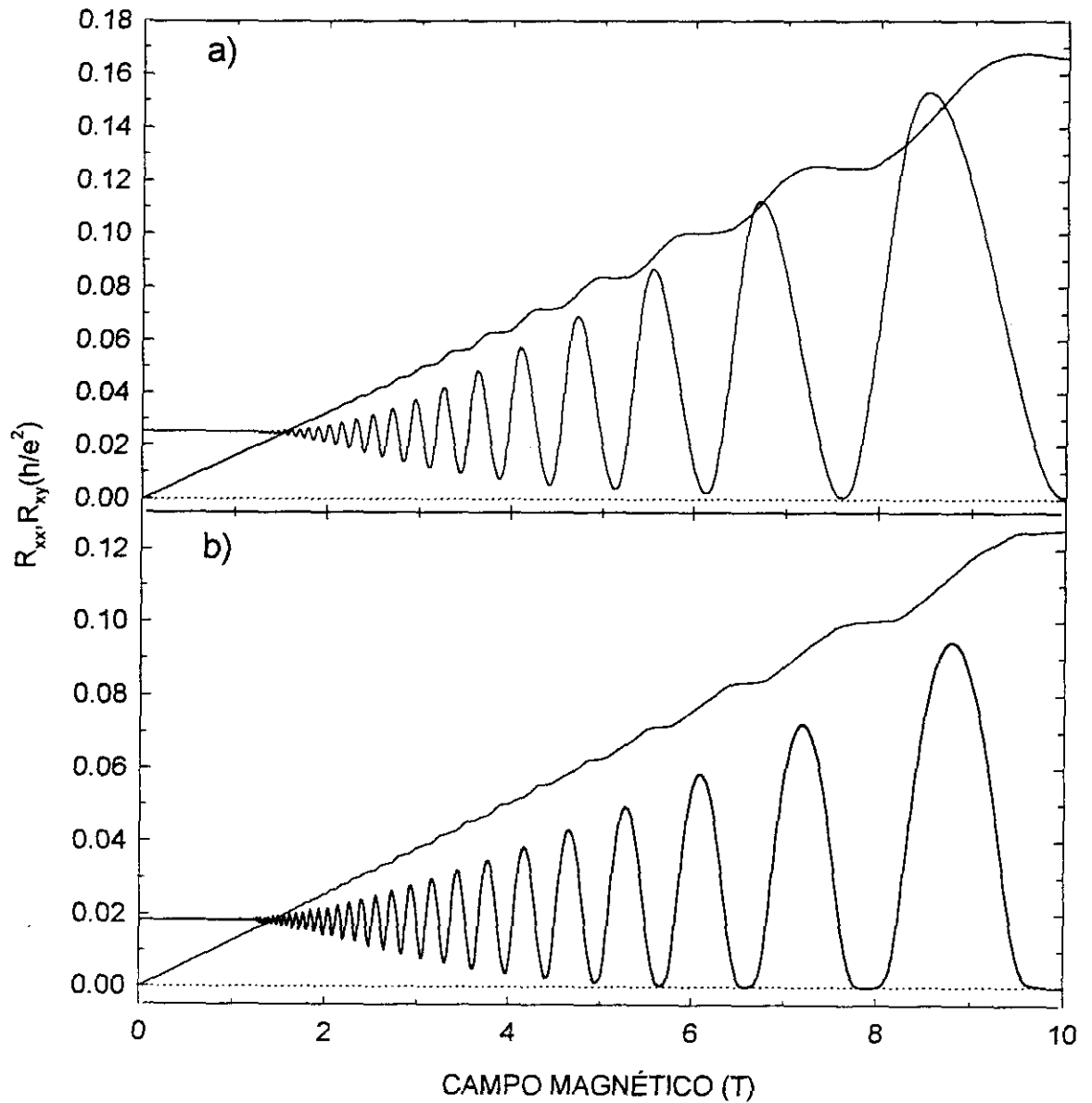


Figura 9.6.- Componentes de la magnetorresistencia diagonal y no-diagonal como función del campo magnético para la muestra K4(a) a $T=4.2$ K y $V_g=0$ V y para S1(b) a $T=2.1$ K y $V_g=0.5$ V.

La figura 9.6 presenta las componentes diagonal, R_{xx} y Hall, R_{xy} de la magnetorresistencia transversal, con el campo aplicado en la dirección perpendicular al GE2D, frente a B para las muestras K4 y S1. R_{xx} muestra las oscilaciones SdH y en R_{xy} superpuesta sobre la pendiente clásica, observamos plateaus Hall a valores bien definidos de R_{xy} . Por inversión de las magnetorresistencias obtenemos las magnetoconductividades σ_{xx} y σ_{xy} , teniendo en cuenta la relación L/A entre contactos. A partir de ambas magnetoconductividades experimentales y empleando las ecuaciones 9.7 y 9.8, se deducen para las dos componentes de σ_{xy} :

$$\sigma_{xy}^I = -\sqrt{\sigma_{xx}(\sigma_0 - \sigma_{xx})} \quad (9.10)$$

$$\sigma_{xy}^{II} = \sigma_{xy} + \sqrt{\sigma_{xx}(\sigma_0 - \sigma_{xx})} \quad (9.11)$$

σ_{xy}^I viene dada por su relación con σ_{xx} y σ_{xy}^{II} se obtiene de la diferencia entre σ_{xy} y σ_{xy}^I .

La figura 9.7 muestra σ_{xx} , σ_{xy} y la descomposición de σ_{xy} en σ_{xy}^I y σ_{xy}^{II} deducida de los valores experimentales de R_{xx} y R_{xy} de K4 (a) y S1 (b). En σ_{xx} aparecen las oscilaciones SdH y σ_{xy} presenta plateaus del efecto Hall cuántico a valores enteros pares de e^2/h . Además σ_{xy} aparece como la suma de dos términos oscilatorios σ_{xy}^I y σ_{xy}^{II} en oposición de fase. σ_{xy}^I representa la contribución a σ_{xy} de los electrones de "interiores" y σ_{xy}^{II} se obtiene de la diferencia entre σ_{xy} y σ_{xy}^I . Para interpretarlo calcularemos el término "no-clásico" de la ecuación de Streda.

Tomando una forma analítica para la densidad de estados calculamos σ_{xy}^{II} y lo comparamos con los resultados experimentales. En presencia de un campo magnético la densidad de estados para el GE2D, se da por:

$$g(E) = \frac{m^*}{2\pi \hbar^2} \left\{ 1 + 2 \sum_{a=1}^{\infty} R_s R_r \cos \left[2a\pi \left(\frac{E}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \quad (9.12)$$

donde R_s el término de desdoblamiento de spin es

$$R_s = \cos \left(\frac{1}{2} \pi a g_s \frac{m^*}{m_0} \right) \quad (9.13)$$

siendo g el factor giromagnético. Tomando una forma analítica Gaussiana para la forma de los niveles de Landau, con un ancho proporcional a \sqrt{B} para comparar con los resultados experimentales, tenemos para el factor de forma de dichos niveles (donde τ_q es tiempo de vida cuántico)

$$R_r = \exp\left(-\frac{\pi\alpha^2}{\tau_q\omega_c}\right) \quad (9.14)$$

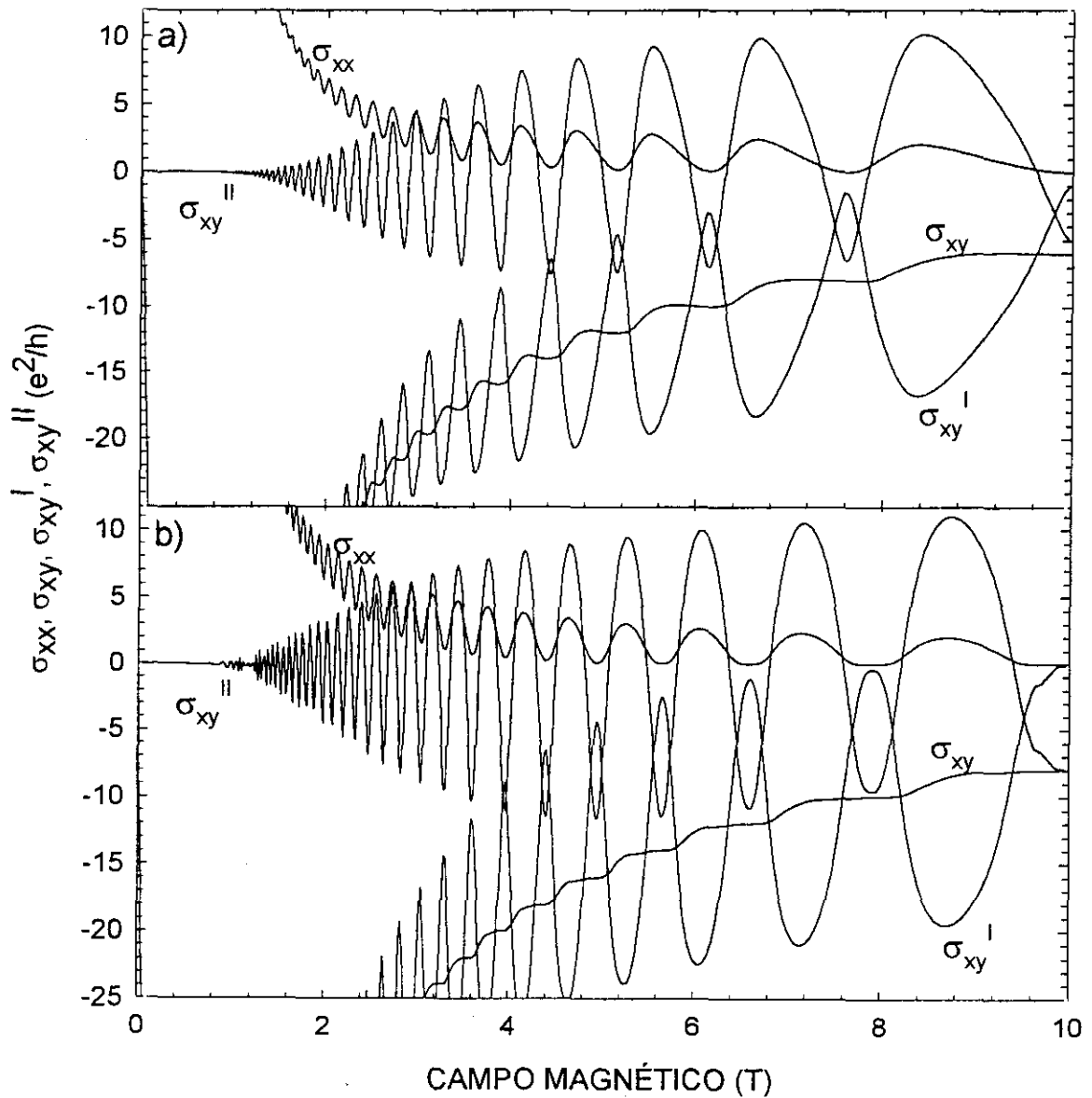


Figura 9.7.- Componentes de la magnetoconductividad σ_{xx} y σ_{xy} y descomposición de σ_{xy} en σ_{xy}^I y σ_{xy}^{II} obtenidos a partir de los valores experimentales de la magnetorresistencia. a) corresponde a la muestra K4 y b) corresponde a S1.

Con esta forma para la densidad de estados, calculamos σ_{xy}^H resolviendo la integral de la ecuación 9.9, tomando τ_q independiente de la energía durante la integración. Se obtiene, a temperatura finita,

$$\sigma_{xy}^H = \frac{e^2}{h} \left[\frac{2E_F}{\hbar\omega_c} \left(\frac{\langle g(E_F) \rangle}{g_0} - 1 \right) - \sum_{a=1}^{\infty} \frac{2}{\pi a} R_T R_S \left(R_T + \hbar\omega_c \frac{\partial R_T}{\partial (\hbar\omega_c)} \right) \text{sen} \left[2\pi a \left(\frac{E_F}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \right] \quad (9.15)$$

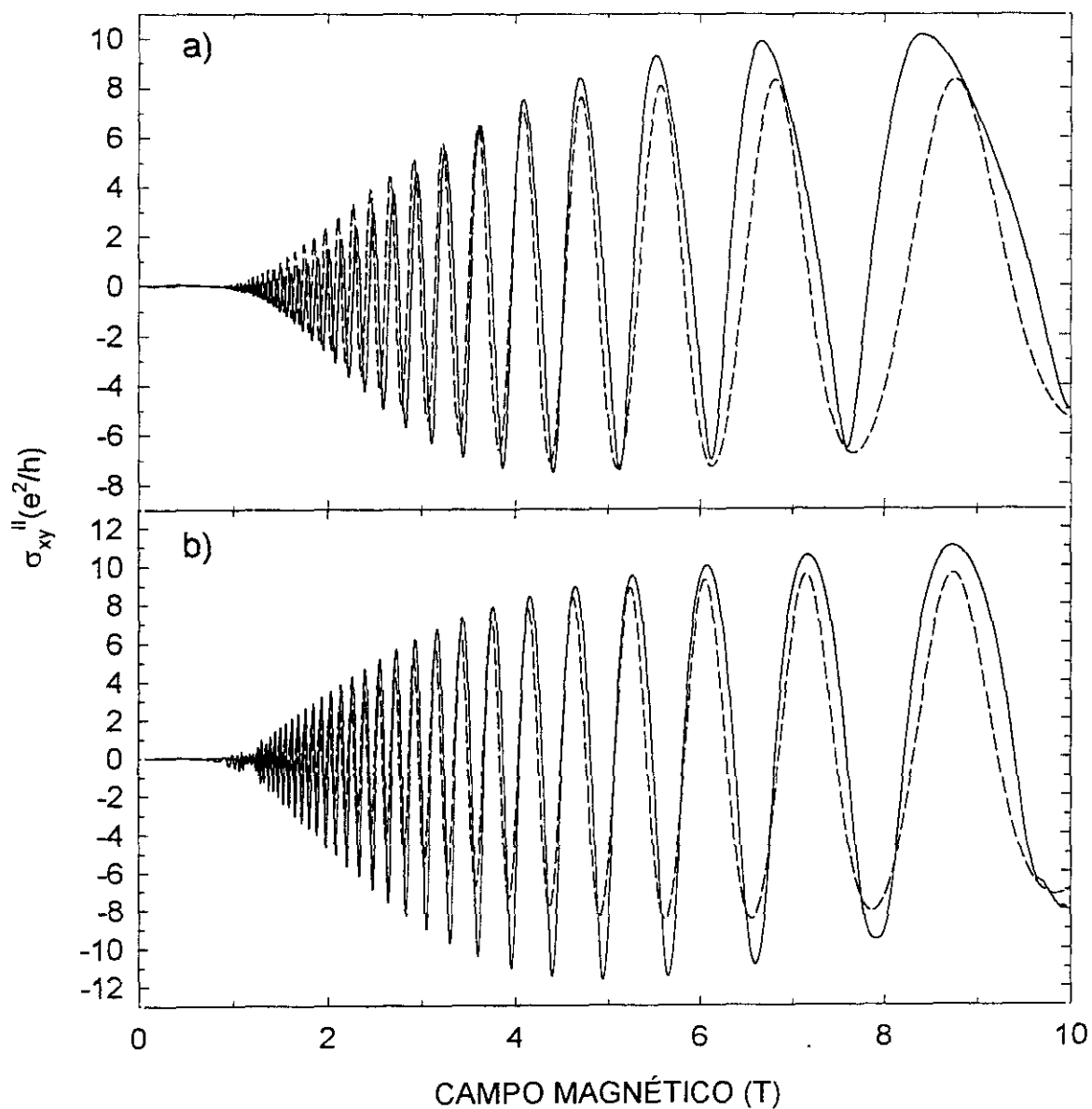


Figura 9.8.- Comparación del valor experimental de σ_{xy}^H (línea continua) con el valor calculado usando el término "no-clásico" de la ecuación de Streda (línea de puntos). a) corresponde a la muestra K4 y b) corresponde a S1.

donde $\langle g(E_F) \rangle$ es la ocupación de la densidad de estados al nivel de Fermi E_F :

$$\langle g(E_F) \rangle \approx g_0 \left\{ 1 + 2 \sum_{a=1}^{\infty} R_s R_T R_T \cos \left[2a\pi \left(\frac{E_F}{\hbar\omega_c} - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \quad (9.16)$$

y $R_T = \frac{X}{\sinh(X)}$ con $X = 2\pi^2 a K_B T / \hbar\omega_c$ es el factor de amortiguamiento debido a la temperatura de la muestra.

La principal contribución a σ_{xy}'' la proporciona el primer término, ya que el segundo da una pequeña corrección que afecta únicamente a la región del plateau y el tercero da una aún mas pequeña, corrección importante únicamente en las colas de los niveles de Landau.

En la figura 9.8 comparamos σ_{xy}'' experimental y la calculada a partir de los parámetros obtenidos de las medidas SdH. La densidad electrónica la obtenemos de la frecuencia de las oscilaciones frente a $1/B$; la masa efectiva, de la variación de la amplitud de dichas oscilaciones con la temperatura y el tiempo de vida cuántico de la variación de la amplitud con el campo magnético empleando el método modificado basado en los plots de Dingle descrito en 8.3.3., para K4 en a) y para S1 en b). El acuerdo global con los resultados experimentales es bueno; sin embargo hay diferencias en los detalles principalmente en la región de alto campo magnético. Estas diferencias se pueden atribuir al carácter no gaussiano de la forma de los niveles de Landau. Aunque el término "no-clásico" de la ecuación de Streda es interpretado por Isihara y Smrcka como una consecuencia directa de la presencia de impurezas, nosotros lo asociamos de acuerdo con Pruisken a la influencia de los estados de borde.

9.7.- Resumen

En resumen podemos decir que hemos obtenido el término "no-clásico" de la magnetoconductividad Hall, que atribuimos al efecto de los estados de borde, combinando medidas experimentales de ambas componentes de la magnetoconductividad transversal con un modelo de electrones independientes basado en la ecuación de Streda. σ_{xy} aparece como la suma de dos

términos oscilatorios. El primero, σ_{xy}^I , es el término clásico relacionado con σ_{xx} y da la contribución de los electrones "interiores". El segundo, σ_{xy}^{II} , se obtiene a partir de resultados experimentales por diferencia entre σ_{xy} y σ_{xy}^I . Este valor experimental está de acuerdo con el término "no-clásico" calculado con la ecuación de Streda para una densidad de estados donde sus parámetros se obtienen de las oscilaciones SdH. En los resultados experimentales derivados de nuestras muestras, de media movilidad y alta densidad electrónica ($\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$), la contribución de ambas componentes de σ_{xy} es importante en la región del plateau. Sin embargo en muestras de alta movilidad, como las de $\text{GaAs}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, los plateaus del EHQ son más anchos en el campo magnético, σ_{xx} y por tanto σ_{xy} , son cero y σ_{xy}^{II} es constante en la región del plateau. Toda la contribución a la conductividad en el plateau viene de dicho término y se hace necesario algún concepto adicional, como el de estado localizado, para explicar el ancho de los plateaus. Hay que tener en cuenta que los dos términos de σ_{xy} tiene significado físico diferente, mientras que σ_{xy}^I es un término de transporte, σ_{xy}^{II} , que tiene en cuenta todos los niveles de Landau, que aparecen en el borde de la muestras, es un término de equilibrio independiente del tiempo de vida de transporte.

CAPÍTULO 10

RESUMEN Y CONCLUSIONES

1.- Se ha diseñado y montado, de principio a fin, una técnica experimental para estudiar las propiedades de transporte electrónico, con el objetivo de utilizarla en la medida del magnetotransporte en sistemas de pequeña dimensionalidad. Como la configuración del sistema se hizo bajo el criterio de que resultara un sistema abierto, es posible hoy estudiar no solo estructuras como las descritas en esta memoria, sino otras entre las que podemos citar muestras de W crecidas por ablación láser, películas de FePd y FeRh crecidas por pulverización catódica, FeTi obtenidas por enfriamiento rápido, NGa, crecidas por MBE, etc.

2.- El estudio se ha llevado a cabo sobre cinco muestras de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ cubriendo una amplia tipología, con distinto contenido de indio en el pozo cuántico formado y distinto espesor de las capas constitutivas. Si bien todas eran muestras con modulación de dopado, cuatro tenían dopado homogéneo y una de ellas tenía dopado tipo δ o planar. En la zona de dopado podemos decir que se han cubierto todos los casos posibles en estas muestras, dopado antes de la barrera, después y a ambos lados.

3.- Se han estudiado experimentalmente algunas de las características del magnetotransporte del gas de electrones bidimensional en estructuras HEMT pseudomórficas de $\text{GaAs}/\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Se han medido experimentalmente las componentes diagonal (R_{xx}) y Hall (R_{xy}) de la magnetorresistencia transversal en función de B y de V_g , con la temperatura o la corriente eléctrica como parámetros.

4.- Se ha constatado la existencia de varios regímenes de comportamiento que denominamos muy genéricamente como comportamiento a bajo, medio y alto campo magnético. A bajo campo magnético, las oscilaciones Shubnikov - de Haas tienen una amplitud pequeña

respecto a su valor a campo cero R_0 , son simétricas respecto del campo magnético y el incremento de la amplitud de dichas oscilaciones con el campo magnético es exponencial. En la región de campo medio los máximos y los mínimos son asimétricos respecto a R_0 y su amplitud tiene un valor del mismo orden que R_0 . Por último en la región de alto campo, los máximos de las oscilaciones se incrementan linealmente con B y los mínimos tienen un valor muy próximo a cero donde aparece un gap de movilidad

5.- Se ha determinado la masa efectiva, en dos de las cinco muestras estudiadas, a partir de la variación con la temperatura de la amplitud de las oscilaciones Shubnikov - de Haas en medidas tanto en función del campo magnético como en función de la tensión de puerta. Se ha empleado la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estados al nivel de Fermi. La masa efectiva obtenida de la ecuación $f(T; m^*) \propto -\frac{2\pi^2 k_B T m^*}{\hbar e B}$ está muy bien definida tanto para los máximos como para los mínimos de las oscilaciones, dando resultados distintos en unos y otros a campo medio, lo que se ha justificado en términos de una descripción de los portadores como cuasipartículas, válida en las condiciones experimentales en que se han hecho las medidas y de la condición extendida de los estados. La dependencia de la masa efectiva con el campo magnético, a campo medio, muestra un comportamiento oscilatorio periódico con el factor de llenado y con máximos de amplitud en los factores pares. La masa efectiva se incrementa con la densidad electrónica a campo magnético constante y con la inversa del campo magnético a densidad de electrones constante.

6.- Se ha obtenido el tiempo de vida cuántico, τ_q , de la variación de la amplitud de las oscilaciones Shubnikov - de Haas con el campo magnético, entre los niveles de Landau 22 al 5 (un amplio margen del campo magnético), usando un método modificado de los "plot de Dingle" basado en la relación cuadrática entre la magnetorresistencia y la densidad de estados al nivel de Fermi. Con el fin de comprobar la validez del nuevo método desarrollado en esta tesis, se determinó τ_q con el método plenamente establecido de los "plot de Dingle", aunque válido únicamente en la región de bajo campo magnético y con un método, válido a alto campo, basado un cálculo de Ando. Se ha encontrado que los valores de τ_q son consistentes entre si para los tres rangos.

7.- De los valores obtenidos, en las muestras K4 y S1, del tiempo de vida cuántico y clásico, concluimos que para la muestra S1 (dopaje tipo δ) el mecanismo de scattering dominante es el debido a las impurezas remotas ionizadas, mientras que para la muestra K4 (dopaje homogéneo) hay que considerar también el scattering de agregados de largos ángulos, debido a variaciones locales de la composición del canal de conducción, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

8.- Se ha obtenido el término no-clásico de la magnetoconductividad Hall combinando resultados experimentales de las dos componentes de la magnetoconductividad transversal con un modelo basado en la ecuación de Streda. σ_{xy} aparece como la suma de dos términos oscilatorios. El primero, σ_{xy}^I es el término clásico relacionado con σ_{xx} y da la contribución de los electrones 2D interiores (electrones *bulk*). Experimentalmente el otro, σ_{xy}^{II} , se obtiene por diferencia entre σ_{xy} y σ_{xy}^I , constatando que es oscilatorio alrededor de cero. Este valor experimental está de acuerdo con el término no-clásico calculado con la ecuación de Streda para una densidad de estados donde sus parámetros se obtienen de las oscilaciones de Shubnikov - de Haas. Atribuimos la componente σ_{xy}^{II} a la contribución de los estados de borde a la magnetoconductividad. El significado físico de los dos términos de σ_{xy} es diferente mientras que σ_{xy}^I es un término de transporte, σ_{xy}^{II} que tiene en cuenta todos los niveles de Landau, es un término de equilibrio independiente del tiempo de vida de transporte.

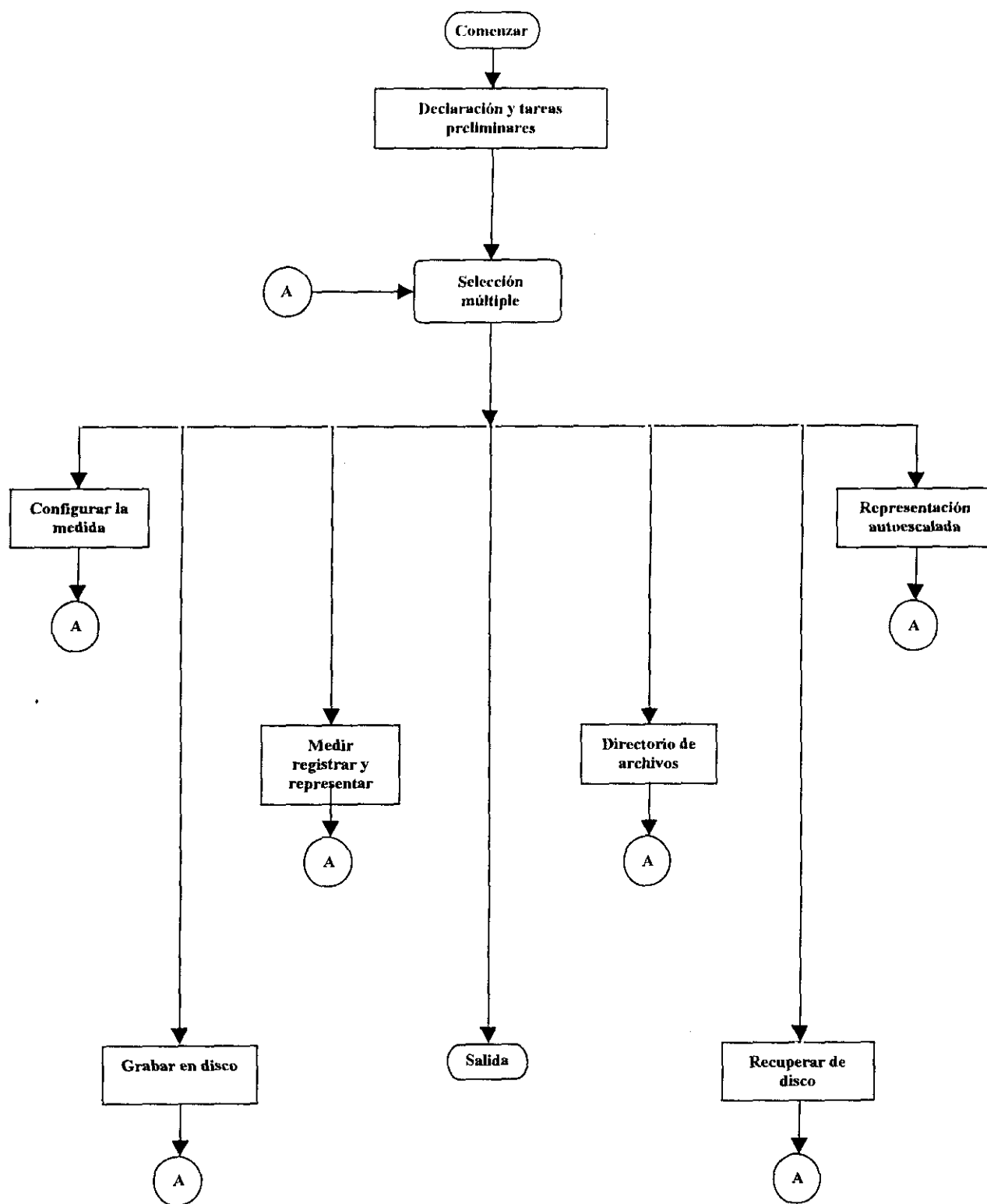
APÉNDICE A

DIAGRAMAS DEL PROGRAMA DE CONTROL

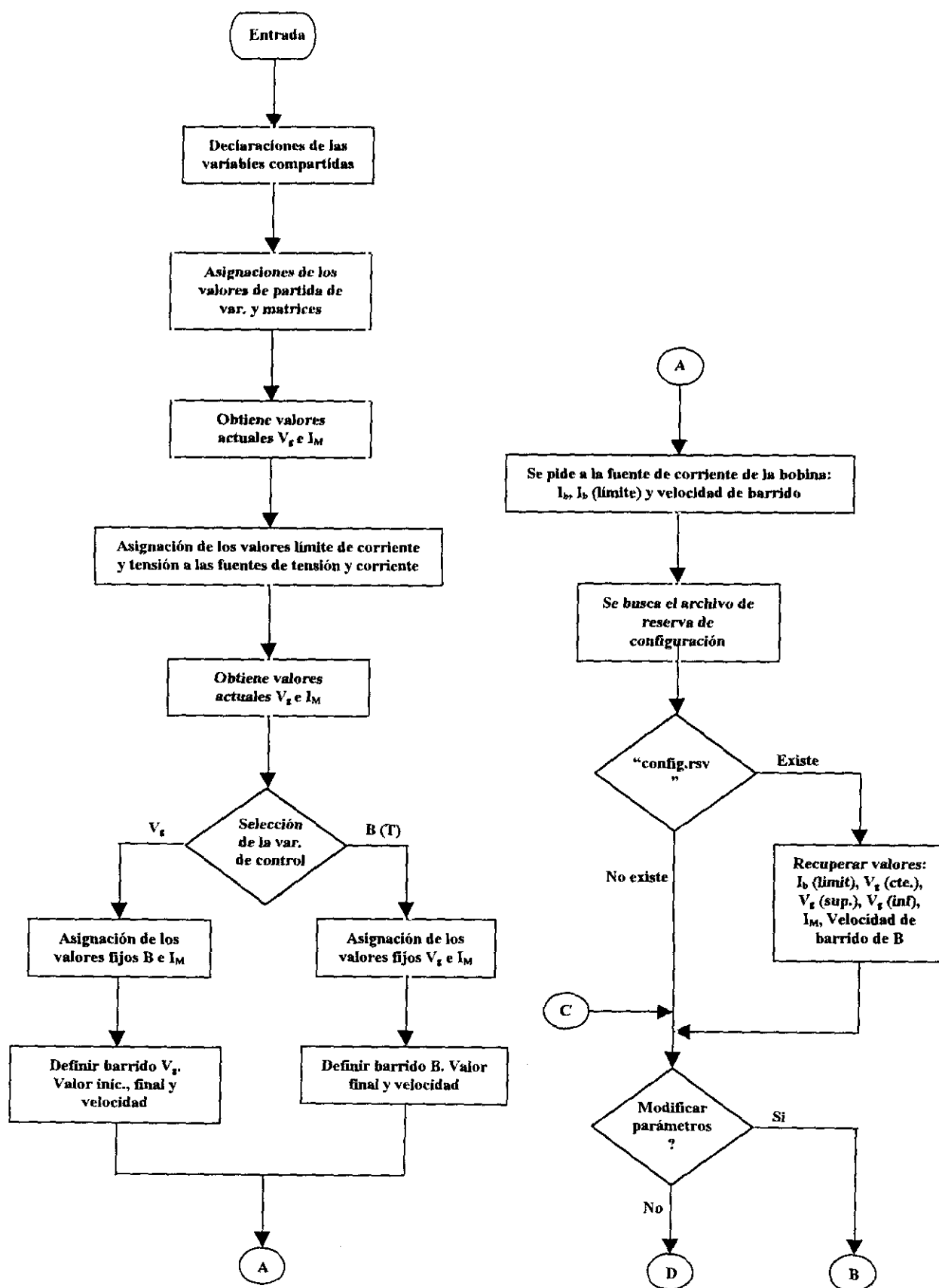
En este apéndice describimos muy sucintamente el diagrama de flujo del programa de control y medida que permite programar la instrumentación para realizar medidas del tipo indicado en el capítulo 4.

Es un programa interactivo y consta de un cuerpo principal, que es un bucle de selección múltiple, donde el usuario va guiando el flujo de actividad para programar, adquirir los datos, grabarlos y además permite visualizar, en modo autoescalado, medidas que acaban de realizarse o bien realizadas con anterioridad previa carga de los ficheros que las contienen.

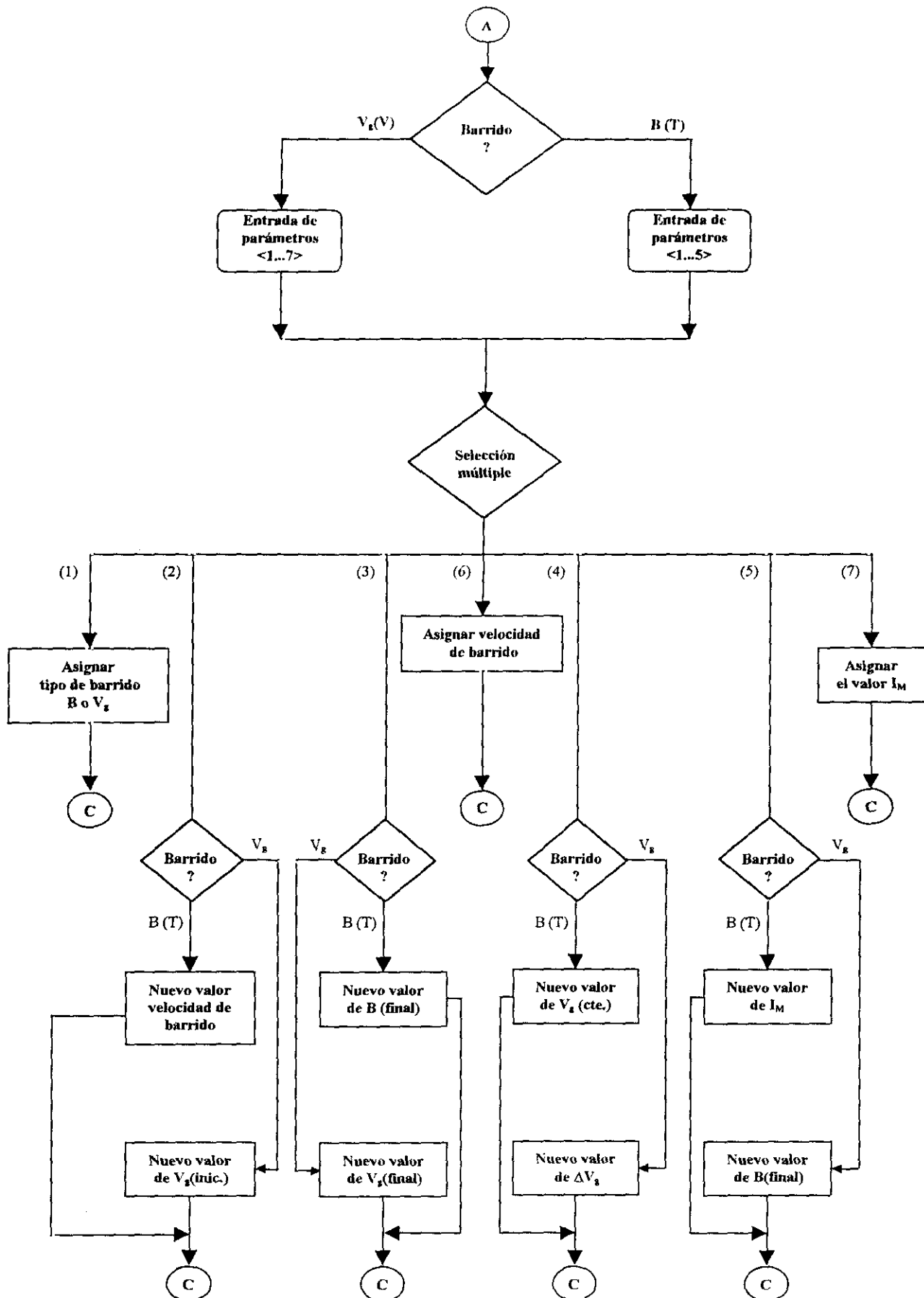
El diagrama de flujo del cuerpo principal se muestra en A.1. Este módulo da acceso al módulo donde se hace la programación de la medida (diagramas A2.a, A2.b y A2.c), se mide y se registra en tiempo real (diagramas A3.a y A3.b). La grabación de los datos de una medida se hace con el módulo “Grabar archivos” (diagramas A.4) al que se accede igual que en el caso anterior desde el módulo principal. La recogida de los datos se hace desde el módulo “Cargar archivos” (A.5) y la visualización autoescalada se hace desde el “Autoescalado” (diagrama A.6). Por último el módulo A.7 permite listar un directorio de los archivos de datos presentes en el disco duro (o de un disquete) con el fin de una fácil localización de medidas anteriores para poder cargarlas con el módulo A.5 y después visualizarlas con el módulo A.6.



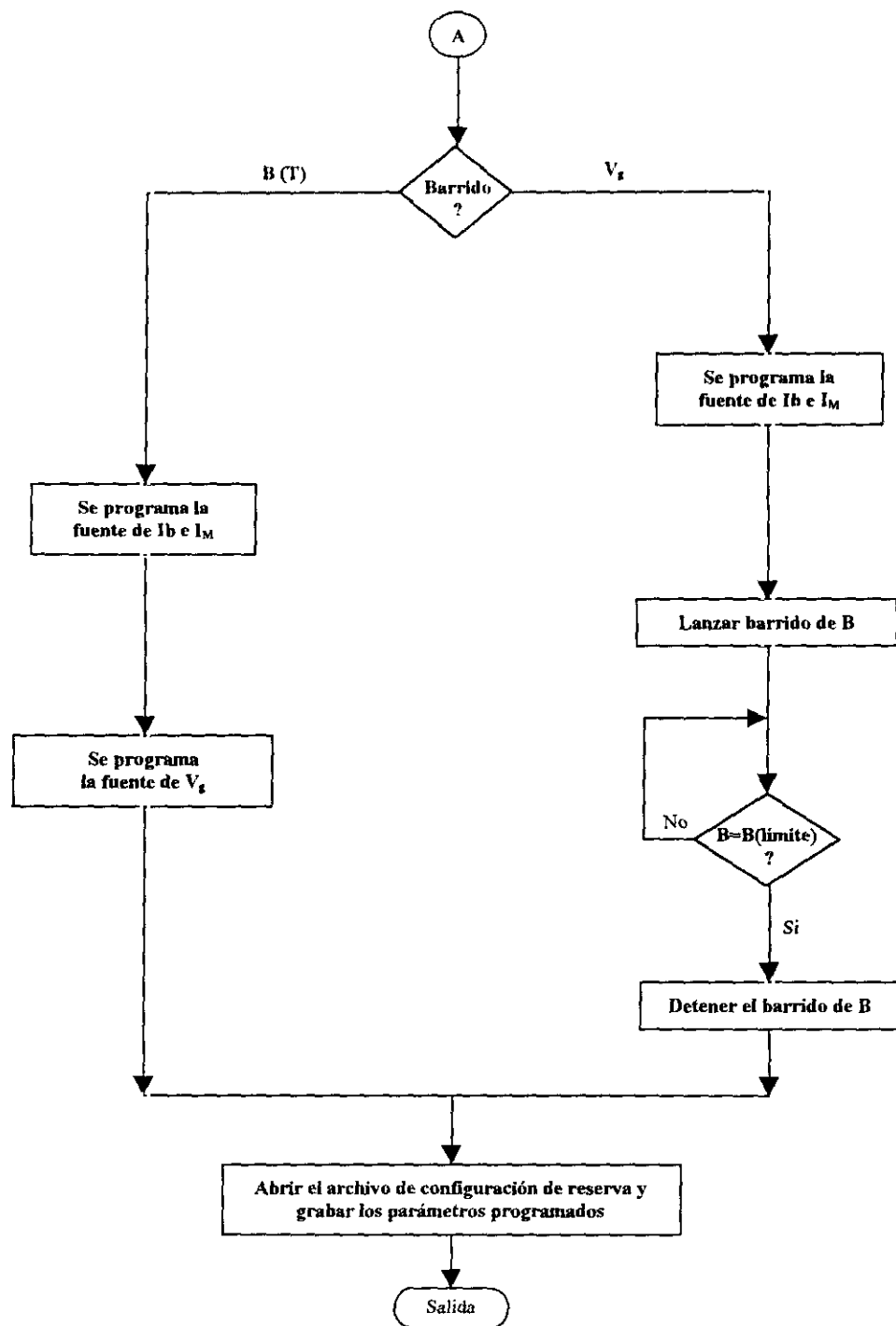
A.1. Cuerpo principal del programa donde se da acceso al conjunto de módulos indicados en el texto.



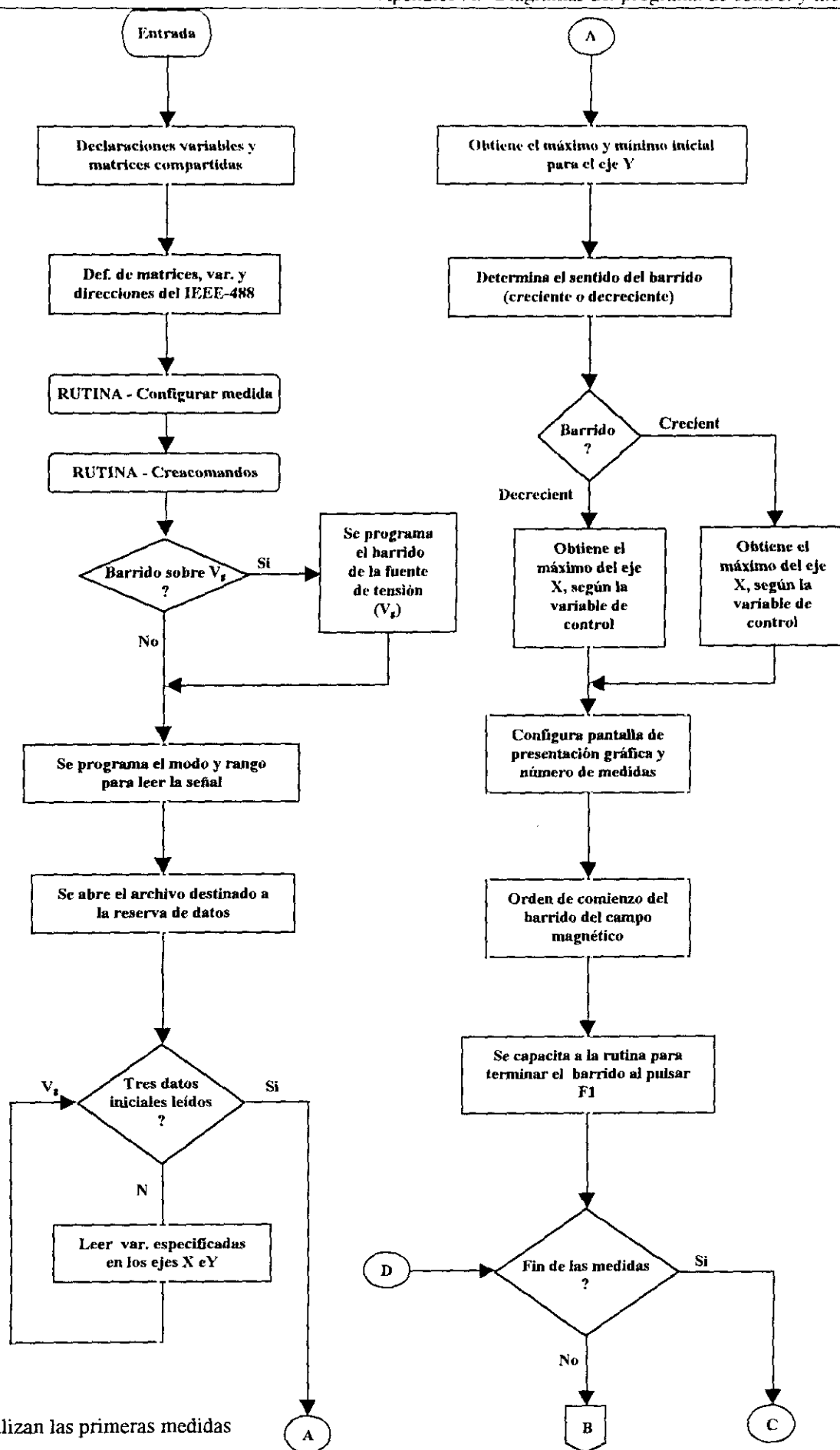
A.2a. Sección del módulo de programación de las medidas donde se define el tipo de medida, los límites de corriente y tensión de las fuentes y la velocidad del barrido que se va a efectuar



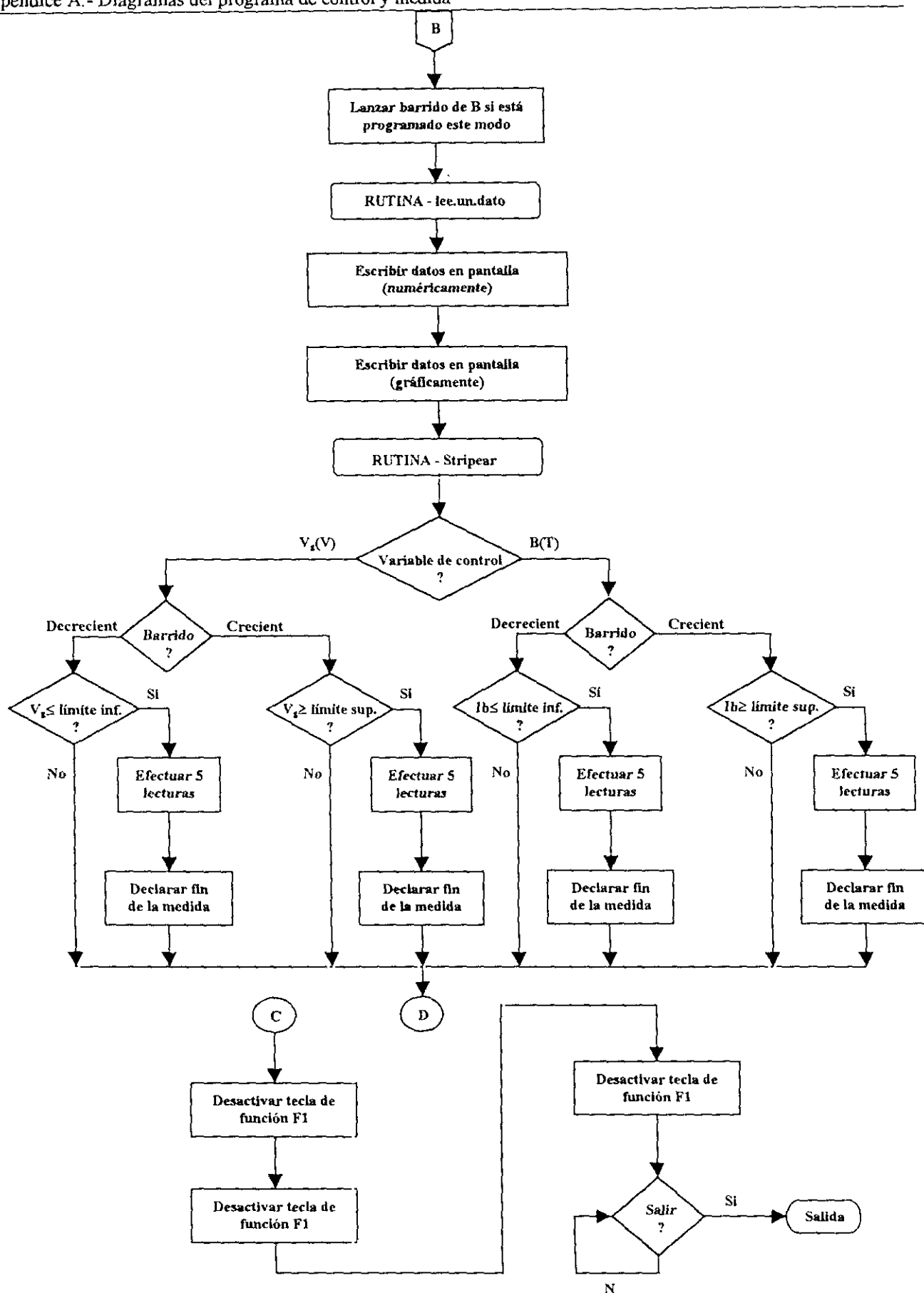
A.2b. Se programan en esta sección del módulo los parámetros de la medida



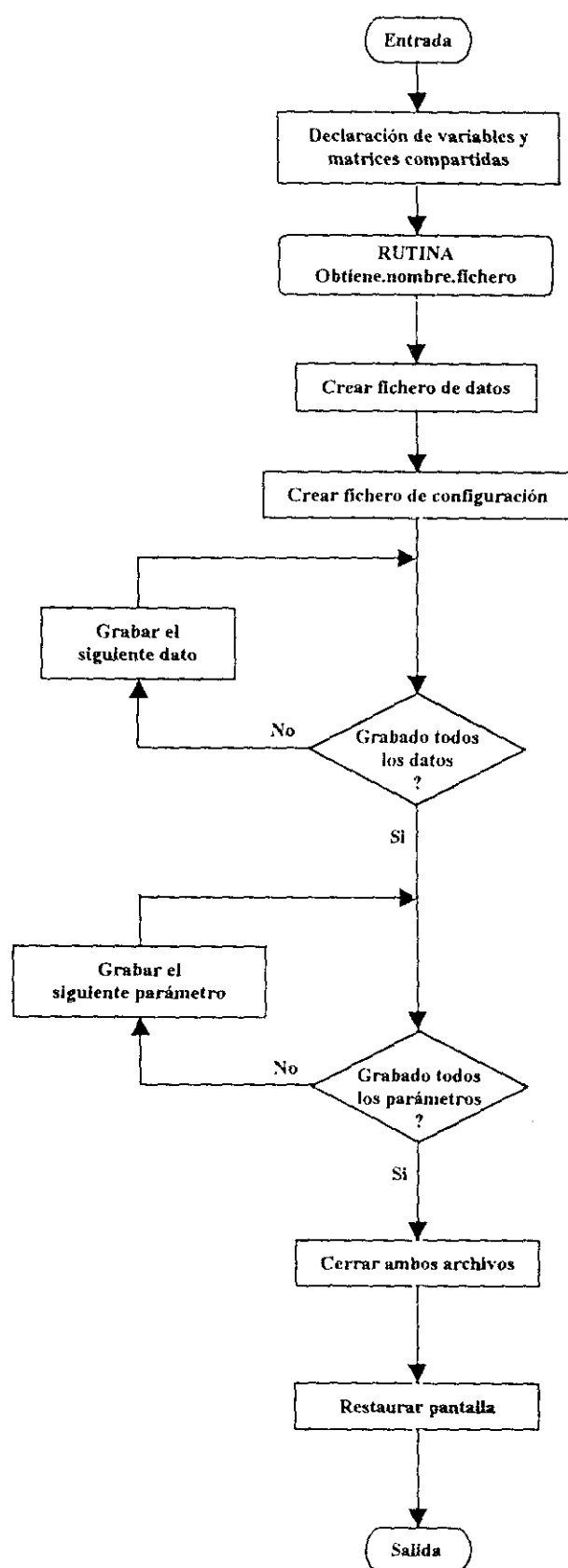
A.2c. Se sitúan a los equipos en los valores de los parámetros programados y se abren los archivos de reserva para grabar parámetros y datos.



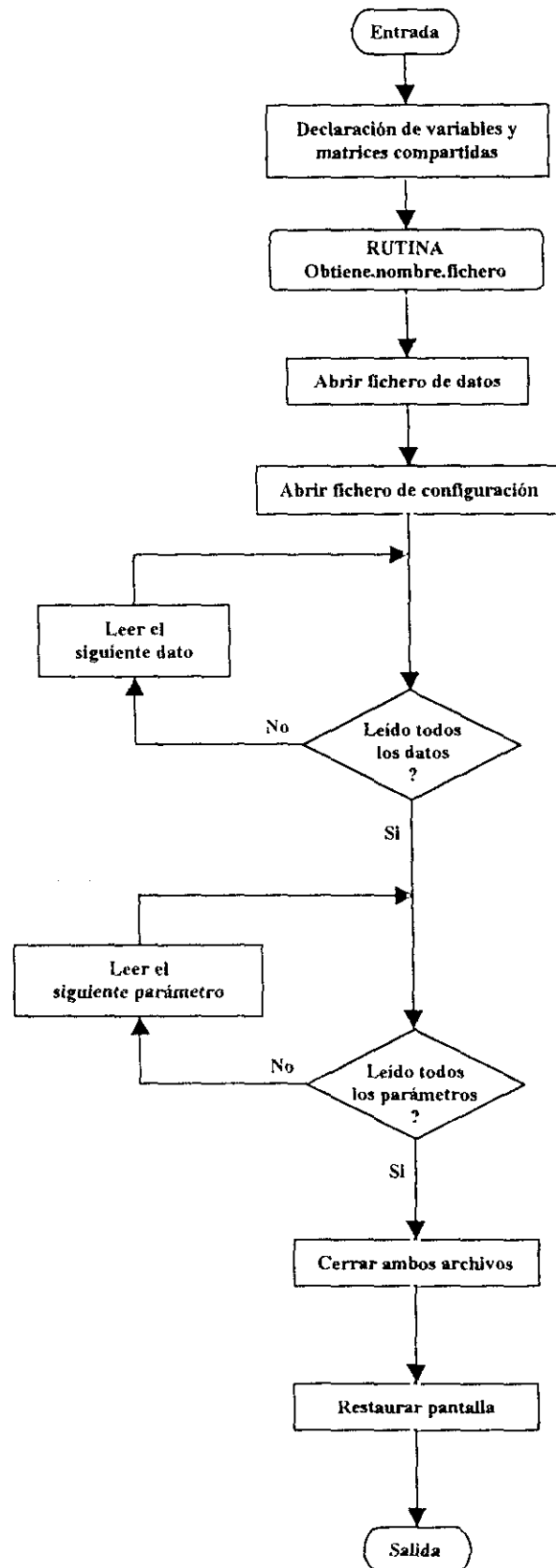
A.3a. Se realizan las primeras medidas y se da paso al bucle de medida.



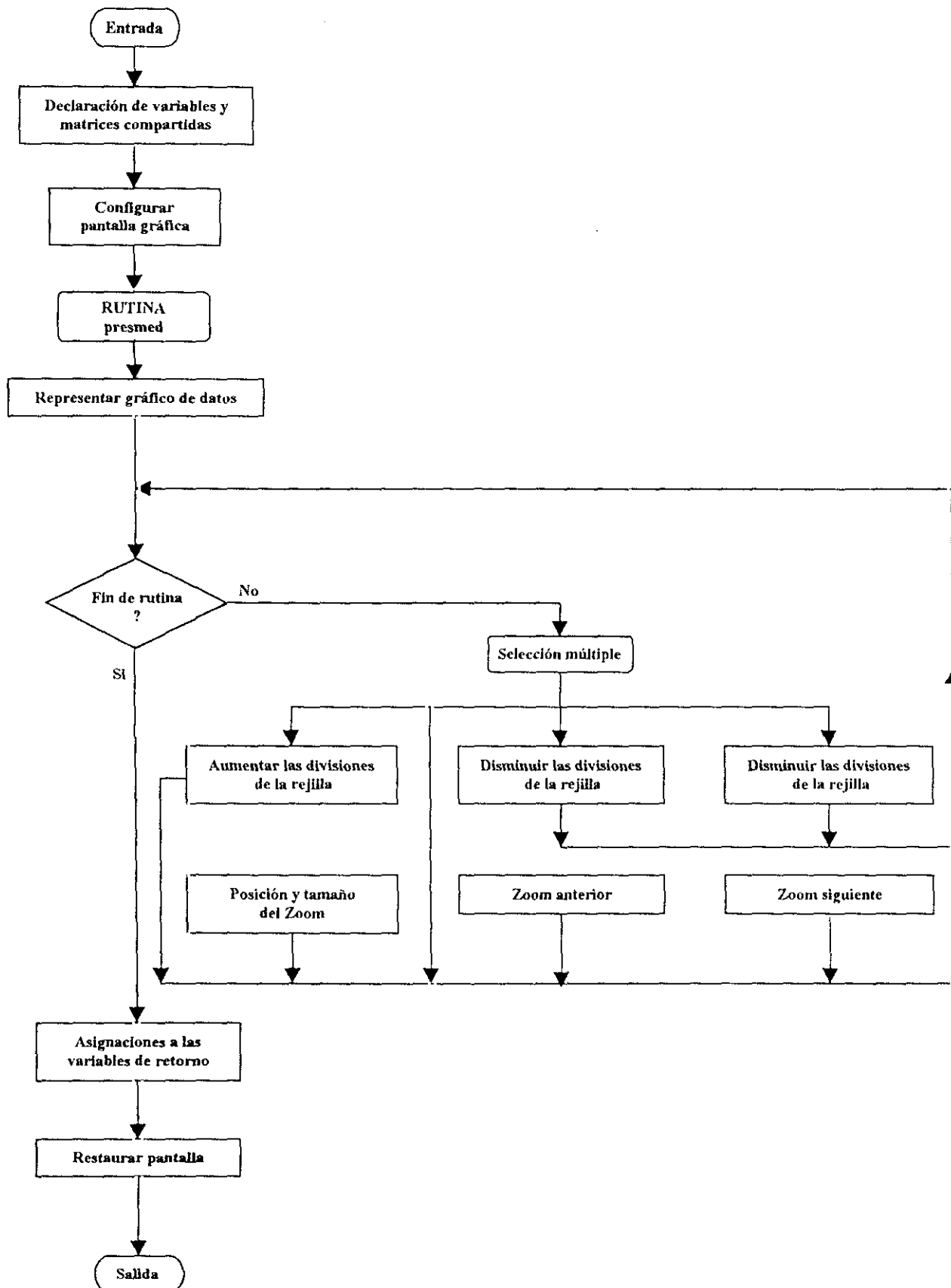
A.3b. Parte principal del bucle de medida. Se obtienen las medidas con las condiciones programadas, se graban los datos según se van produciendo y se sale al cuerpo principal (A.1) al dar fin la medida.



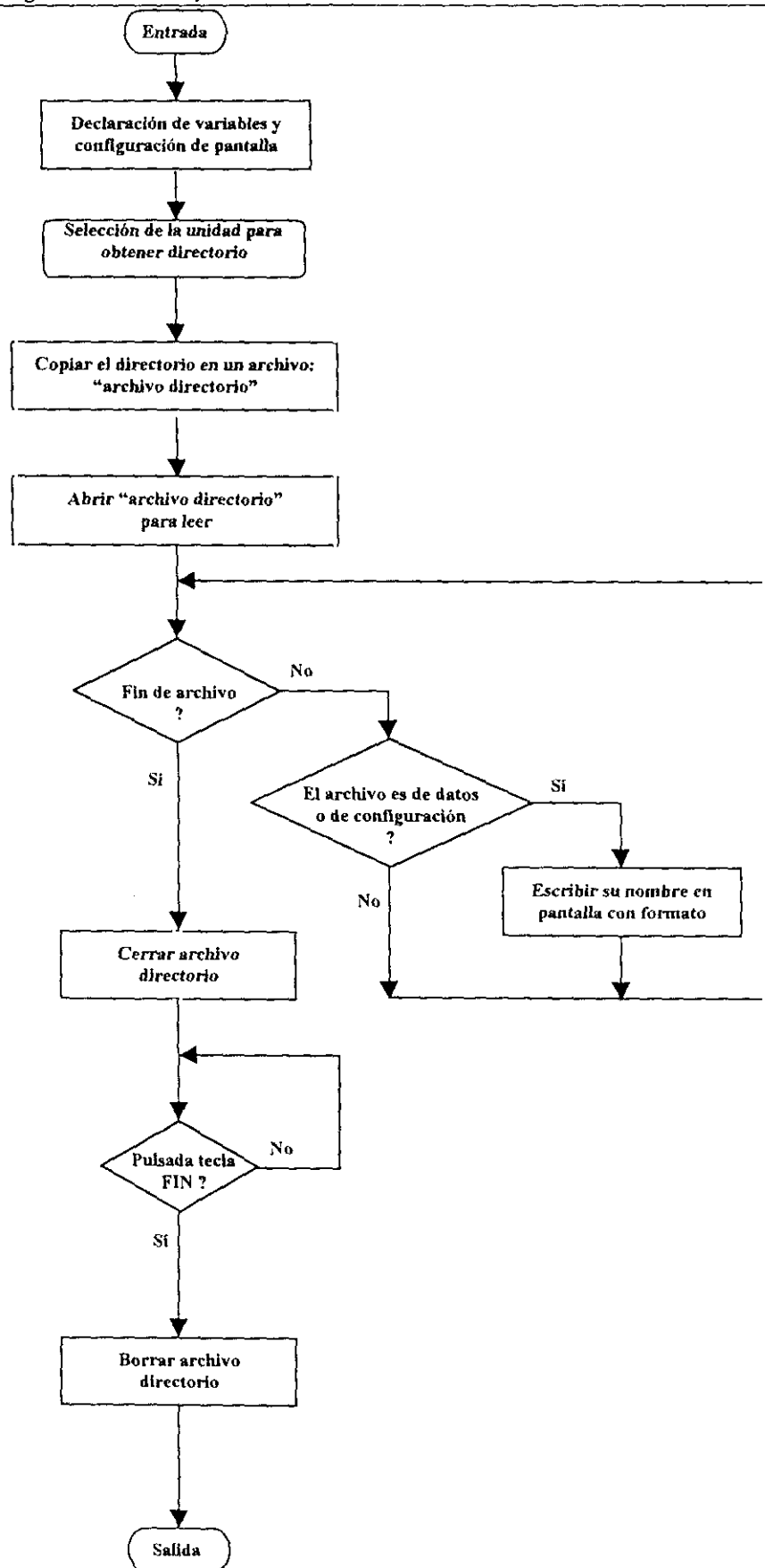
A.4. Módulo donde se graban los datos de la medida que ha terminado.



A.5. Módulo donde se cargan los datos de medidas realizadas con anterioridad.



A.6. Módulo donde se visualizan, de manera autoescalada, los datos de medidas que acaban de realizarse o realizadas con anterioridad.



A.7. Módulo para listar el directorio de ficheros de datos, que posteriormente serán cargados con al módulo A.5

APÉNDICE *B*

DETERMINACIÓN DE τ_q A CAMPO MEDIO

Vamos a dar un método alternativo para determinar el tiempo de vida cuántico, válido a campo medio, compatible con las determinaciones que se hicieron en el capítulo 8. Es un método original que no está basado en los plot de Dingle ni en el cálculo de Ando como se hizo en el capítulo 8.

Para obtener τ_q se emplea el modelo que se ha denominado a lo largo de la memoria “extensión del modelo de Isihara y Smrcka” (*Urbina 96*), que se ha descrito en el capítulo 3. Se considera para los niveles de Landau una forma Gausiana y se tiene en cuenta la contribución de los treinta primeros armónicos en los cálculos. El método permite determinar el tiempo de vida τ_q llegando hasta campo medio, con lo que se amplía el rango para el cual es válida la técnica de los “plots de Dingle”. Se determina el ancho de los niveles de Landau ajustando los valores de los máximos de las oscilaciones de ρ_{xx}/ρ_0 , calculados mediante el modelo, a los valores experimentales, tomando Γ como parámetro libre. Una vez obtenido Γ , se representa Γ^2 frente a B y mediante la ecuación 3.40 ($\Gamma^2 = \frac{\hbar}{2\pi\tau_q} \hbar\omega_c$) (*Coleridge 94*) se obtiene el tiempo τ_q . A continuación paso a describir brevemente como se determina el ancho de los niveles.

Una vez obtenidos los valores n_0 , τ_0 y m^* de los resultados experimentales, determinamos los valores del campo magnético en el centro de los niveles de Landau (B_{nl}). Entendiendo por centro de un nivel la posición en el eje de energías que ocuparía dicho nivel en ausencia de cualquier tipo de scattering y que viene dado por

$$\hbar\omega_c \left(n_l + \frac{1}{2} \right)$$

El cálculo hace uso de la condición

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 n_e \pi}{m^*}$$

obtenida de la ec.2.3 tomando como origen de la energía la del fondo de la banda de conducción a campo $\mathbf{B} = 0$ y suponiendo que el nivel de Fermi permanece constante mientras no apliquemos tensión de puerta a la muestra, es decir no consideramos oscilaciones del nivel de Fermi (*Shoenberg 86*), y por tanto,

$$\hbar \omega_c \left(n_l + \frac{1}{2} \right) = \varepsilon_F$$

obteniéndose para \mathbf{B}_{nl} el valor:

$$B_{nl} = \frac{\hbar \pi n_e}{e \left(n_l + \frac{1}{2} \right)}$$

El ajuste se lleva a cabo mediante un programa propio, desarrollado para resolver este ajuste. De los resultados experimentales se determina por interpolación polinómica los valores de la magnetorresistividad reducida ρ_{xx}/ρ_0 en los centros de los niveles de Landau[§]; este valor se compara con el que se obtiene del modelo^{§§} tomando como punto de partida para τ_q un valor que se encuentre en el orden de magnitud adecuado a las muestras consideradas ($\tau_q = 0.5\text{ps}$). A partir de aquí se entra en un proceso de ajuste iterativo, por aproximaciones sucesivas de salto variable, donde vamos modificando en cada paso el termino R_T (ec. 3.41) correspondiente al primer armónico, pero con función de error en la magnetorresistencia. El proceso se lleva a cabo teniendo en cuenta los treinta primeros armónicos para calcular la DOS, considerando para cada armónico el término de la temperatura, el término de spin-splitting y el término de la forma de los niveles de Landau. Esto se hace para cada centro de nivel de Landau y para campos \mathbf{B} hasta 4 T.

[§] Hay que indicar aquí que no siempre coinciden estos valores con el centro de las oscilaciones Shubnikov de Haas, ya que estas presentan asimetrías a partir de ciertos valores del campo magnético.

^{§§} El modelo obtiene la magnetoconductividad, la cual se invierte para poder comparar valores de magnetorresistividad.

El ajuste llevado a cabo no es global sino punto a punto, terminando el proceso cuando el error relativo cometido en el ajuste es inferior al 1 por 1000.

En la figura B.1 se representa Γ^2 como función de B para las muestras K4 y S1 respectivamente, a los valores de la tensión de puerta indicados. Se encuentra que Γ^2 es lineal con B .

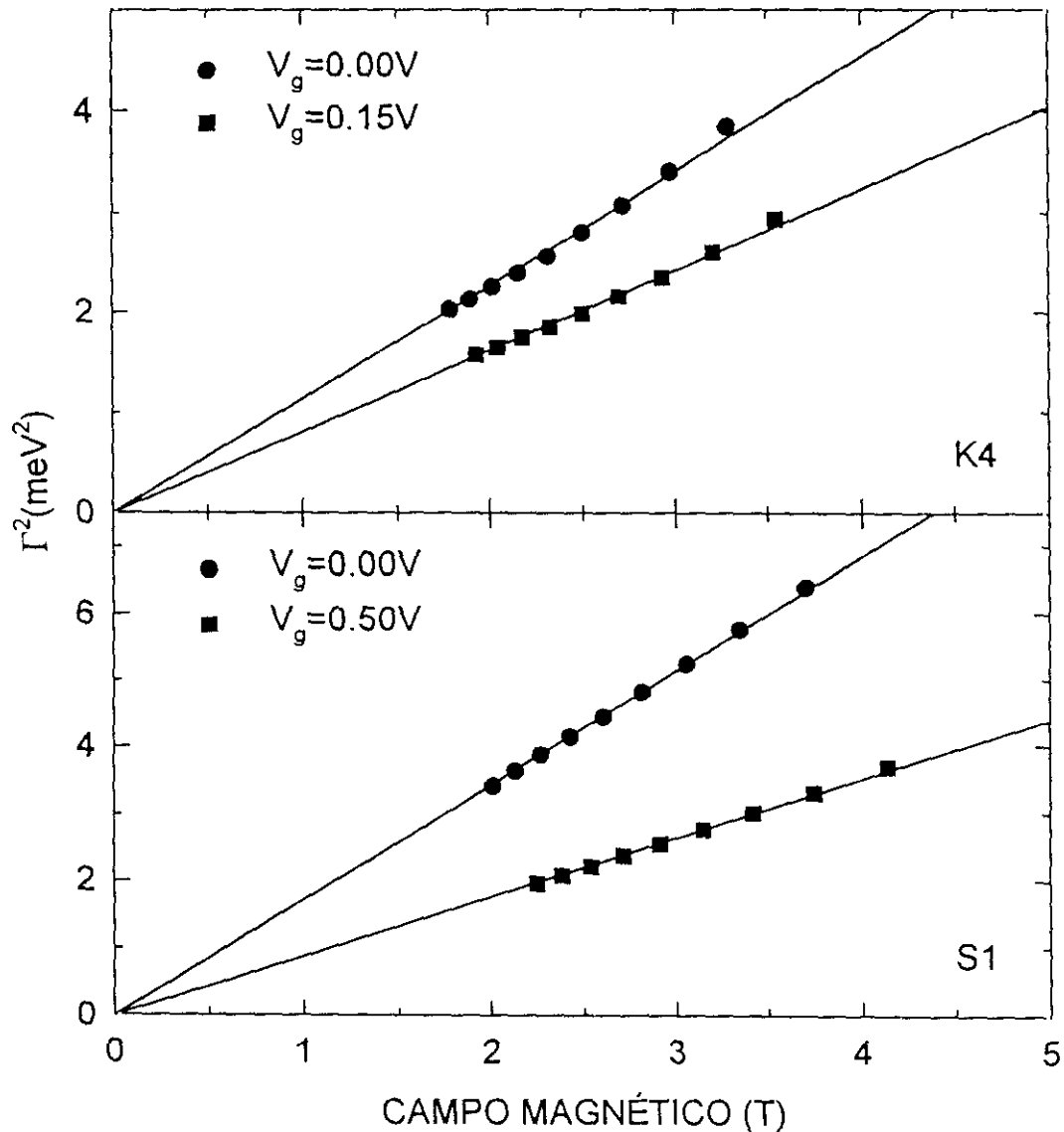


Figura B.1 Determinación del tiempo de vida cuántica, τ_q , para las muestras K4 y S1 a la tensión de puerta indicada a partir de la curva Γ^2 frente a B . Γ^2 se obtiene ajustando los valores de ρ_{xx}/ρ_0 calculados por el modelo, a los valores experimentales en el rango de campo magnético medio.

En la tabla B1 se da un resumen de los resultados obtenidos para las dos muestras K4 y S1. Se muestran los valores de τ_q obtenidos por el procedimiento descrito en este apéndice y se añaden los valores que se obtuvieron en el capítulo 8 a bajo y medio campo a efectos de comparación.

					B=0 ¹	BCM ²	MCM ³	ACM ⁴
Muestra	x	V _g (V)	n _e (10 ¹⁶ m ⁻²)	m*/m ₀	τ_0 (ps)	τ_q (ps)	τ_q (ps)	τ_q (ps)
K4	0.18	0	1.50±0.01	0.063±0.004	0.80±0.05	0.18±0.01	0.20±0.01	0.17±0.01
		0.15	1.63±0.01	0.065±0.004	0.85±0.05	0.21±0.01	0.22±0.01	0.20±0.01
S1	0.30	0	1.70±0.01	0.066±0.002	0.87±0.03	0.12±0.01	0.11±0.01	0.11±0.01
		0.5	1.90±0.01	0.075±0.002	1.03±0.03	0.16±0.01	0.19±0.01	0.17±0.01

¹ τ_0 deducido de ρ_0 .

² τ_q deducido de los plot de Dingle a bajo campo magnético (BCM).

³ τ_q deducido de la ec. 3.40 a medio campo magnético (MCM).

⁴ τ_q deducido de la ec. 8.18 a alto campo magnético (ACM).

Tabla B.1

APÉNDICE C

DETERMINACIÓN DE τ_q EN EL CASO DE DOS SUBBANDAS OCUPADAS

Cuando en un pozo cuántico hay más de una subbanda ocupada, se multiplica el número de parámetros necesarios para describir el comportamiento de los portadores tanto a campo magnético cero como en presencia de éste. Tendremos, en general, densidades electrónicas distintas en cada subbanda de la misma forma, habrá masas efectivas y tiempos de vida clásicos y cuánticos distintos en cada subbanda de energía ocupada. Pueden aparecer efectos añadidos, consecuencia de la interacción entre los electrones de cada subbanda que dan lugar a procesos de dispersión “intersubbanda” (*Störmer 82, Coleridge 91*) además de los habituales “intrasubbanda”.

Hemos visto en el capítulo 6 (6.2.6) que la muestra S3 (5.2.3.1) tiene dos subbandas pobladas bajo ciertas condiciones. La determinación del número de electrones de cada subbanda, se lleva a cabo aplicando la transformada de Fourier al espectro de R_{xx} frente a $1/B$; aparecen dos frecuencias correspondientes al número de electrones en cada subbanda (figura 6.6c). La determinación de las masas efectivas de cada subbanda es una tarea compleja de la que no hay muchas referencias escritas en el caso de las heteroestructuras como las estudiadas en esta tesis, sin duda por la dificultad que entraña. Desde el punto de vista del transporte habría que recurrir al amortiguamiento de las oscilaciones SdH con la temperatura, pero teniendo en cuenta que las oscilaciones están mezcladas, de acuerdo con un proceso de heterodinación, entre las oscilaciones de frecuencia correspondiente a cada subbanda; por tanto se necesita una separación previa de las amplitudes de cada componente de frecuencia. Esto se podría efectuar mediante un proceso de filtrado en el espacio directo (filtrado en B) o en el espacio recíproco (filtrado fft). Respecto a los tiempos de vida, podemos obtener primero las movilidades a campo cero (movilidades Hall) y después obtener los tiempos con el dato de la masa efectiva. De acuerdo con Störmer y Kane M. J.

(Störmer 82, Kane 85) siguiendo el modelo de dos tipos de portadores y suponiendo que las dos subbandas ven el mismo campo eléctrico, con las conductividades aditivas, podemos poner

$$\rho_0 = \frac{1}{n_1 e \mu_1 + n_2 e \mu_2} \quad (C.1)$$

$$C_H = \frac{n_1 \mu_1^2 + n_2 \mu_2^2}{e(n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)^2} \quad (C.2)$$

expresiones que son válidas a bajo campo magnético y masas efectivas de los dos tipos de portadores distintas en general.

Quedaría por determinar los tiempos de vida cuánticos de cada subbanda. En este apéndice vamos a describir un método que permite obtener los tiempos de vida clásicos y cuánticos para cada subbanda de la muestra S3. El procedimiento que se propone emplea la extensión del modelo de Isihara y Smrcka (*Urbina 96*), descrito en el capítulo 3, impone para los niveles de Landau una forma gaussiana con ancho $\Gamma^2 \propto B$ (ec. 3.41), y considera el número de electrones determinado por transformada de Fourier. La masa efectiva de cada subbanda se obtiene combinando su densidad electrónica con valores de la energía de las bandas basadas en medidas ópticas, tenemos para cada subbanda (ec. 2.3)

$$E_F - E_i = \frac{\pi \hbar^2 n_i}{m_i^*} \quad (C.3)$$

si tomamos los valores de $E_F - E_i$ dados por el cálculo, obtenemos las masas efectivas dadas en el tabla C.1.

Con los datos anteriores como punto de partida se comparan los valores experimentales de ρ_{xx}/ρ_0 , en los centros de los niveles de Landau de la primera subbanda B_{n1} (ec. 8.4), con los valores experimentales, evaluando primero los tiempos de vida a campo cero para cada subbanda con la condición de mínima diferencia de cuadrados. Después tomando τ_{q1} y τ_{q2} entre dos límites obtenidos de los tiempos de vida a campo magnético cero, se selecciona el tiempo de vida τ_{q1} que da lugar a la mínima diferencia de cuadrados (figura C.2a). En un segundo paso se mejora el ajuste

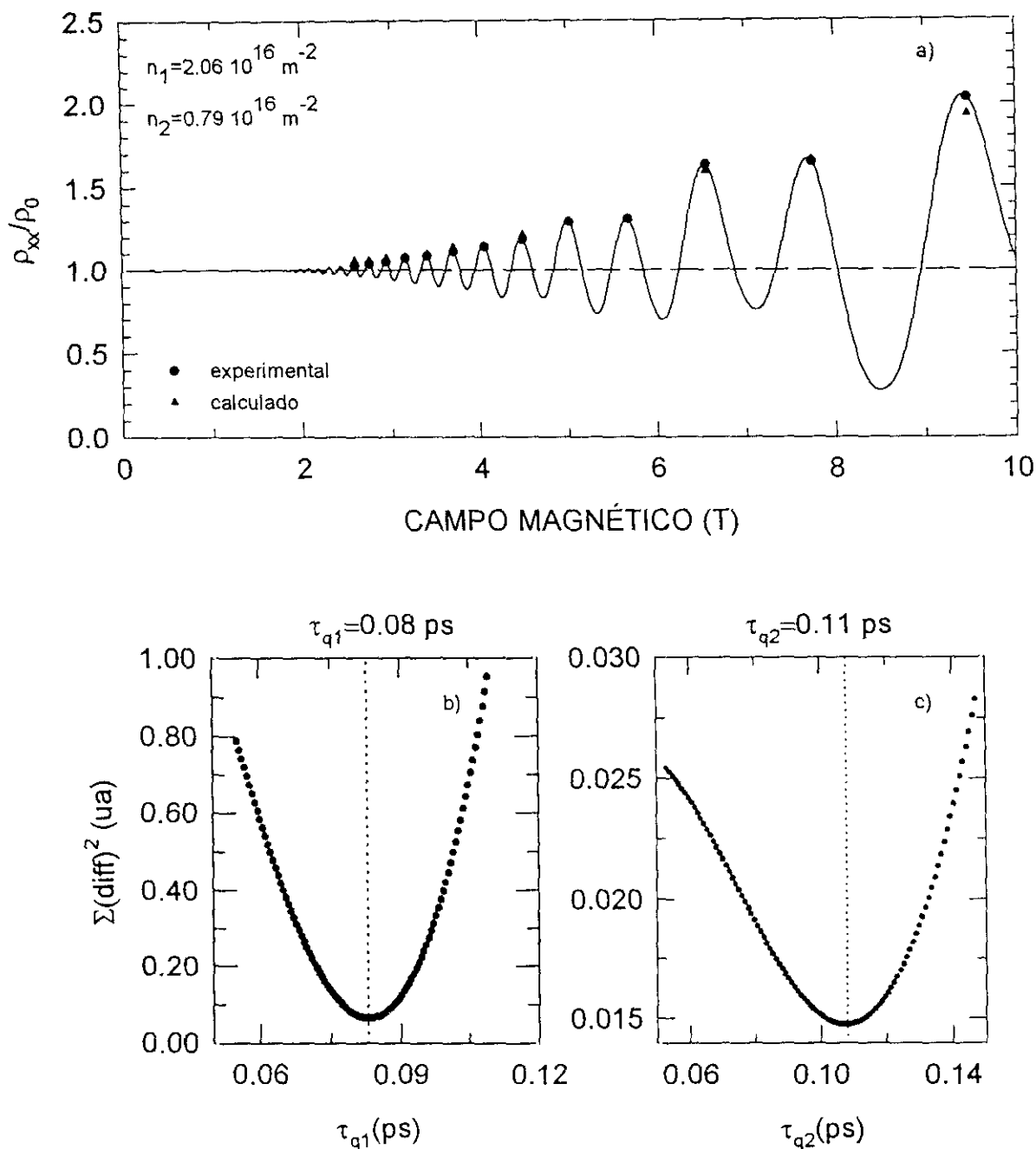


Figura C.1 Determinación del tiempo de vida cuántico en el caso de dos subbandas ocupadas. a) oscilaciones SdH de la muestra S3 a 2.1 K y tensión de puerta 0.3 V. Se indican los valores experimentales y los calculados de ρ_{xx}/ρ_0 en el centro de los niveles de Landau. b) suma de las diferencias cuadráticas de los valores experimentales a los calculados tomando como parámetro τ_{q1} . Se indica el valor que da lugar a la mínima diferencia de cuadrados. c) lo mismo para τ_{q2} siendo τ_{q1} el valor de mínimo en b).

haciendo variar τ_{q2} y manteniendo fijo el valor de τ_{q1} obtenido anteriormente; de nuevo se selecciona el tiempo de vida que de lugar a la mínima diferencia de cuadrados (figura C.2b). Este proceso se repite varias veces de manera que el resultado sea autoconsistente.

En la tabla C.1 se dan los valores de las energías E_1 , E_2 , E_F Y E_G obtenidos para la muestra S3 a través de un calculo estructura de bandas autoconsistente (*Sanchez-Rojas 93*), ajustando con medidas ópticas llevadas a cabo en esta muestra[§]. Los valores n_1 y n_2 se determinan directamente de los datos, las masas efectivas se obtienen a partir de la ec C.3

Muestra	E_1 (meV)	E_2 (meV)	E_F (meV)	E_G (meV)
S3	81.18	138.39	160.02	1270.6

Tabla C.1

En la tabla C.2 se da un resumen de los resultados obtenidos para la muestra S3. Los valores n_1 y n_2 se determinan directamente de los datos, las masas efectivas se obtienen a partir de la ec C.3 y de los valores de la tabla C.1 y τ_{01} , τ_{02} , τ_{q1} y τ_{q2} se obtienen por el procedimiento descrito en este apéndice

Muestra	Vg (V)	n_1 (10^{16} m^{-2})	n_2 (10^{16} m^{-2})	m_1^*/m_0	m_2^*/m_0	τ_{01} (ps)	τ_{02} (ps)	τ_{q1} (ps)	τ_{q2} (ps)
S3	0.3	2.05	0.79	0.063	0.087	0.44	0.95	0.08	0.11

Tabla C.2

[§] medidas de fotoluminiscencia efectuadas por Fernández de Avila - comunicación privada.

APÉNDICE *D*

ASPECTOS METROLÓGICOS ACTUALES DEL EFECTO HALL CUÁNTICO

Klaus von Klitzing ya propuso la utilización del EHC, en la reunión de la CPEM⁶⁵ de 1980, como efecto que podía emplearse para el establecimiento de la unidad de resistencia eléctrica, de manera similar al efecto Josephson, y que permitiría la reproducción de ciertos valores de resistencia independientemente del espacio y del tiempo. El Ohmio obtenido a partir del amperio y del voltio se conseguía con una incertidumbre no inferior a 6 partes en $\cdot 10^6$. En el 1980 se mejoró la situación al realizar el Ohmio, por comparación a la impedancia de un “condensador calculable”, gracias al teorema de Thomson-Lampard⁶⁶ (*Thomson 56*) y mediante un complicado proceso empleando un puente de medida en *cuadratura* (*Thomson 64*) consiguiendo una incertidumbre de 1·parte en 10^7 . En una comparación internacional del Ohmio a través del EHC en 1987, donde participaron 12 laboratorios nacionales, se obtuvo una incertidumbre de 6.4·partes en 10^8 , mejorando la situación anterior y mediante una metodología más sencilla (*Braun 92*)

Actualmente hay 20 laboratorios nacionales que usan la resistencia Hall cuántica, entre ellos el Centro Español de Metrología, para la realización de la resistencia eléctrica y la medida con dispositivos resistivos que se usan para escalar y medir ciertas cantidades físicas como divisores de tensión resistivos o amplificadores de precisión, para los que la ganancia depende de una relación de resistencias. La incertidumbre en la medida de una resistencia de 10 K Ω según un método

⁶⁵ Conference on Precision Electromagnetic Measurements

⁶⁶ Thomson y Lampard demostraron en 1956 que se podía construir un condensador con capacidad $C = \frac{\epsilon_0 \ln 2}{\pi} l$, siendo ϵ_0 la permitividad en el vacío

potenciométrico, con referencia en una tensión suministrada por una unión Josephson múltiple, es de 7.3 partes en 10^9 haciendo la medida sobre el plateau 2 de una muestra Hall de GaAs/Al_xGa_{1-x}As. En el caso de emplear como elemento detector un comparador criogénico de corriente (CCC) que no es mas que un SQUID “Superconducting Quantum Interference Device”, como elemento detector, la incertidumbre en la medida de una resistencia patrón de 100 Ω con la resistencia del plateau 2 de una muestra hall es de 2 partes en 10^9 (*Witt 98*)

Para mantener la coherencia en el S.I. entre las medidas eléctricas y mecánicas es importante enlazar R_H con el Ohmio. La cuestión es si la resistencia Hall cuantizada se puede usar para asegurar dicha coherencia, a nivel mundial, de los patrones de resistencia y para estabilizarlos en el tiempo.

El Comité Internacional de Pesas y medidas (CIPM) estableció en 1988 que, en el límite de $\rho_{xx} \rightarrow 0$, la resistencia Hall del plateau i -ésimo, definido como el cociente del voltaje Hall del plateau i -ésimo a la corriente suministrada a la muestra, viene dado por $R_H(i) = R_K/i$, siendo i un número entero y R_K la constante de von Klitzing que se denominó^{§§} y se acordó el valor $R_{K-90} = 25812.807 \Omega$. La cuestión no es solo decidir la determinación más segura del Ohmio, sino también como definir la relación entre R_K y las constantes fundamentales de la física, se debe tener en cuenta que $R_K = h/e^2 = \mu_0 c / (2 \cdot \alpha)$. Subyace una cuestión fundamental puesto que el enlace con las constantes fundamentales proporciona una explicación esencial de la constancia de R_K . El CCE asignó una incertidumbre relativa de 2×10^{-7} al valor de R_{K-90} con respecto al valor del S.I. de R_K (*Witt 98*).

Las muestras que se emplean actualmente para obtener la resistencia Hall cuantizada, en el marco del Bureau Internacional de Pesas y Medidas (BIPM), después de abandonar las del tipo Si-MOSFET que inicialmente se probaron, son de AsGa/Al_xGa_{1-x}As crecidas por epitaxia en fase de vapor de organometálicos (MOVPE) con modulación de dopado, capa espaciadora de 140 Å, ancho del canal de 3500 Å y una concentración de dopado de $8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ en la capa del Al_xGa_{1-x}As (*Piquemal 92*). La densidad electrónica que se obtiene en estas condiciones es de $\approx 0.5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-2}$ y los valores de movilidad están comprendidos entre 24 y 30 $\text{m}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$.

[§] documento interno del Centro Español de Metrología (1997).

^{§§} el acuerdo se llevaría a efecto el 1 de enero de 1990

Un último resultado sobre cuidadosas medidas efectuadas durante tres años, realizada en el National Institute of Standard and Technology (NIST) (*Jeffery 98*) confirma que la representación del Ohmio basado en el EHC sobre muestras como las descritas por Piquemal (*Piquemal 92*), y el valor convencional de R_{K-90} es consistente con el Ohmio del S.I.

Por último diremos que mientras en los años sesenta se utilizaba el condensador calculable, de acuerdo con el teorema de Thomson-Lampard, como base para obtener el ohmio a través de un puente de medida en cuadratura, actualmente algunos laboratorios nacionales[§] ya obtienen el “Faradio” a partir de una cadena de medida basada fundamentalmente en el EHC y un puente en cuadratura. Por ejemplo en el NPL del Reino Unido se tiene una representación del “faradio” a través del “ohmio” basado en el EHC desde 1992 (*Chua 98*).

[§] NPL- Reino Unido, NIST - Estados Unidos, LCIE- Francia, PTB- Alemania, etc.

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Ando 73: Tsuneya Ando and Yasutada Uemura. J. Phys. Soc. Jpn. **36** 959-967 (1973). "Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. I. Characteristics of Level Broadening and Transport under Strong Fields".

Ando 74a: Tsuneya Ando. J. Phys. Soc. Jpn. **36** 1521-1529 (1974). "Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. II. Single-Site Approximation under Strong Fields".

Ando 74b: Tsuneya Ando. J. Phys. Soc. Jpn. **37** 622-630 (1974). "Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. III. Many-Site Approximation".

Ando 74c: Tsuneya Ando. J. Phys. Soc. Jpn. **37** 1233-1237 (1974). "Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. IV. Oscillatory Conductivity".

Ando 82a: Tsuneya Ando. J. Phys. Soc. Jpn. **51** 3893-3899 (1982). "Self-Consistent Results for a GaAs/Al_xGa_{1-x}As Heterojunction. I. Subband Structure and Light-Scattering Spectra".

Ando 82b: T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54** 437-672 (1982). "Electronic properties of two-dimensional systems".

Bastard 90: GERALD BASTARD. "Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures". Les Editions de Physique (1990).

Besson 92: M. Besson, E. Gornik, G. Böhm and G. Weimann. Surf. Sci. **263** 650-653 (1992). "Screening effects in the cyclotron resonance in 2D electrons in GaAs/AlGaAs heterostructures and single quantum wells".

Bockelmann 90: U. Bockelmann, G. Abstreiter, and G. Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev. B **41** 7864-7867 (1990). "Single-particle and transport scattering times in narrow GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells".

Braun 92: E. Braun. Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Course CX, de. L. Crovini and T. J. Quinn (North-Holland, Amsterdam, 1992).

Burgt 95: M. Van der Burgt, V. C. Karavolas and F. M. Peeters, J. Singleton and R. J. Nicholas, F. Herlach, J. J. Harris, M. Van Hove and G. Borghs. Phys. Rev. B **52** 12218-12231 (1995). "Magnetotransport in a pseudomorphic GaAs/ Ga_{0.8}In_{0.2}As/Ga_{0.75}Al_{0.25}As heterostructure with a Si δ -doping layer".

Butov 90: L. V. Butov and V. D. Kulakovskii, T. G. Andersson and Z. G. Chen. Phys. Rev. B **42** 9472-9479 (1990). "Localization effects, energy relaxation, and electron and hole dispersion in selectively doped n-type Al_yGa_{1-y}As/In_x Ga_{1-x}As/GaAs quantum wells".

Büttiker 88: M. Büttiker. Phys. Rev. B **38** 9375-9389 (1988). "Absence of backscattering in the quantum Hall effect in multiprobe conductors".

Coleridge 89: P. T. Coleridge and R. Stoner, R. Fletcher. Phys. Rev. B **39** 1120-1124 (1989). "Low-field transport coefficients in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs heterostructures".

Coleridge 90: P. T. Coleridge. Semicond. Sci. Technol. **5** 961-966 (1990). "Inter-subband scattering in a 2D electron gas".

Coleridge 91: P. T. Coleridge. Phys. Rev. B. **44** 3793-3801 (1991). "Inter-subband scattering in a 2D electron gas".

Coleridge 94: P. T. Coleridge, P. Zawadzki, and A. S. Sachrajda. Phys. Rev. B **49** 10798-10801 (1994). "Peak values of resistivity in high-mobility quantum-Hall-effect samples".

Coleridge 96: P. T. Coleridge, M. Hayne, P. Zawadzki, A. S. Sachrajda. *Surf. Sci.* **361/362** 560-563 (1996). "Effective masses in high-mobility 2D electron gas structures".

Dai 97: Y. T. Dai and Y. F. Chen, I. Lo. *Phys. Rev. B* **55** 5235-5238 (1997). "Effects of band offset and nonparabolicity on the effective mass of two-dimensional electron gases in modulation- δ -doped $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ -based heterostructures".

Díaz-Paniagua 98: C. Díaz-Paniagua, A. Urbina, J. Vidal, J. A. Pereda, M. A. Hidalgo, F. Batallan, J. M. Gilpérez, S. Fernández de Avila. *Solid State Commun.* **106** 607-610 (1998). "EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE NON-CLASICAL TERM OF THE HALL MAGNETOCONDUCTIVITY IN THE 2DES".

Díaz-Paniagua 99a: C. Díaz-Paniagua, M. A. Hidalgo, F. Batallan, J. M. Gilpérez, S. Fernández de Avila, F. Gonzalez-Sanz, E. Muñoz. *Solid State Commun.* **109** 57-62 (1999). "Quantum lifetime in the 2DEG from high magnetic field magnetoresistance measurements".

Díaz-Paniagua 99b: C. Díaz-Paniagua, M. A. Hidalgo, A. F. Braña, A. Urbina, F. Batallan, S. Fernández de Avila, F. Gonzalez-Sanz. *Solid State Commun.* **109** 785-790 (1999). "Oscillatory effective mass in the two-dimensional electron gas from Shubnikov-de Haas measurements".

Ekenberg 89: U. Ekenberg. *Phys. Rev. B* **40** 7714-7726 (1989). "nonparabolicity effects in a quantum well: Sublevel shift, parallel mass, and Landau Levels".

Fang 77: F. F. Fang, A. B. Fowler, and A. Hartstein. *Phys. Rev. B* **16** 4446-4454 (1977). "Effective mass and collision time of (100) Si surface electrons".

Fang 88: F. F. FANG, T. P. SMITH III AND S. L. WRIGHT. *SURF. SCI.* **196** 310-315 (1988). "LANDAU-LEVEL BROADENING AND SCATTERING TIME IN MODULATION DOPED GAAS/ALGAAS HETEROSTRUCTURES".

Fernández 92: J. M. Fernández, Jianhui Chen, and H. H. Wieder. *J. Vac. Sci. Technol. B* **10** 1824-1828 (1992). "Magnetotransport properties of two-dimensional channels in pseudomorphic and strain relaxed $\text{In}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{As}$ heterostructures".

Fernández de Avila 95: Susana Fernández de Avila López. Tesis doctoral 1995. "Transporte y mecanismos de dispersión en estructuras HEMT pseudomórficas". Presentada en la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid.

Fowler 66: A. B. Fowler, F. F. Fang, W. E. Howard, and P. J. Stiles. Phys. Rev. Lett. **16** 901-903 (1966). "MAGNETO-OSCILLATORY CONDUCTANCE IN SILICON SURFACES".

Fujishiro 92: H. I. Fujishiro, H. Tsuji and S. Nishi. Jpn. J. Appl. Phys. **31** 1272 -1279 (1992). "Characterization of Ultrahigh-Speed Pseudomorphic InGaAs/AlGaAs Inverted High Electron Mobility Transistors"

Gerhardt 76: R. R. Gerhardt. Surf. Science **58** 227-234 (1976). "CUMULANT APPROACH TO THE TWO-DIMENSIONAL MAGNETO-CONDUCTIVITY PROBLEM".

Gilpérez 94: J. M. Gilpérez Aguilar. Tesis doctoral 1994. "Propiedades Ópticas y de transporte en pozos cuánticos pseudomórficos con modulación de dopado". Presentada en la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid.

González 90: Fernando González Sanz. Tesis doctoral 1990. "Estructuras de Pozo cuántico y su aplicación a transistores pseudomórficos FET de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ". Presentada en la Escuela Técnica Superior de Ingenieros de Telecomunicación, Universidad Politécnica de Madrid.

Guillemot 87: C. Guillemot, M. Baudet, M. Gauneau, A. Regreny and J. C. Portal. Phys. Rev. B **35** 2799-2807 (1987). "Temperature dependence of electron mobility in $\text{GaAs-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ modulation-doped quantum wells".

Halperin 82: B. I. Halperin. Phys. Rev. B **25** 2185-2190 (1982). "Quantized Hall conductance, current-carrying edge states, and the existence of extended states in a two-dimensional disordered potential".

Hansen 88: E. B. Hansen and O. P. Hansen. Solid State Commun. **66** 11881-1184 (1988). "NON-PARABOLICITY AS A CAUSE OF OSCILLATIONS IN 2D CYCLOTRON RESONANCE".

Harrang 85: J. P. Harrang, R. J. Higgins, and R. K. Goodall, P. R. Jay, M. Labiron, and P. Delescluse. *Phys. Rev B* **32** 8126-8135 (1985). "Quantum and classical mobility determination of the dominant scattering mechanism in the two-dimensional electron gas of an AlGaAs/GaAs heterojunction".

Haug 87: R. J. Haug, K. v. klitzing, and K. Ploog. *Phys. Rev. B* **35** 5933-5935 (1987). "Analysis of the asymmetry in Shubnikov-de Haas oscillations of two-dimensional systems".

Haug 89: R. J. Haug and K. v. klitzing. *Europhys. Lett.* **10** 489-492 (1989). "Influence of Edge Currents on Shubnikov-de Haas Oscillations in Two-Dimensional Systems".

Heitmann 86: D. Heitmann, M. Ziesmann, L. L. Chang. *Phys. Rev. B* **34** 7463-77467 (1986). "Cyclotron-resonance oscillations in InAs quantum wells".

Hoke 92: W. E. Hoke, P. S. Lyman, W. H. Labossier, S. K. Brierley, H. T. Hendriks, S.R. Shanfield, L. M. Aucoin and T. E. Kazior, *J. Vac. Sci. Technol. B* **10** 1066-1069 (1992). "High performance double pulse doped pseudomorphic AlGaAs/InGaAs transistors grown by molecular-beam epitaxy".

Isihara 86: Akira Isihara and Ludvig Smrcka. *J. Phys. C: Solid State Phys.* **19** 6777-6789 (1986). "Density and magnetic field dependences of the conductivity of two-dimensional electron systems".

Isihara 89: A. Isihara. *Solid State Phys.* **42** 271-403 (1989). "Electron Correlations in Two Dimensions".

Jeffery 98: A Jeffery, R. E. Elmquist, J. Q. Shields, L. H. Lee, M. E. Cage, S. H. Shields and R. F. Dziuba. *Metrologia* **35** 83-96 (1998). "Determination of the von Klitzing constant and the fine-structure constant through a comparison of the quantized Hall resistance and the ohm derived from the NIST calculable capacitor".

Kaesen 96: K. F. Kaesen, A. Huber, H. Lorenz, and J. P. Kotthaus, S. Bakker and T. M. Klapwijk. *Phy. Rev B* **54** 1514-1517 (1996). "Quantum oscillation of the cyclotron mass in two-dimensional electron systems in silicon".

Kane 85: M. J. Kane, N. Apsley, D. A. Anderson, L. L. Taylor and T. Kerr. J. Phys C: Solid State Phys. **18** 5629-5636 (1985). "Parallel conduction in GaAs/Al_xGa_{1-x}As modulation doped heterojunctions".

Kane 87: B. E. Kane and D. C. Tsui and G. Weimann. Phys Rev. Lett. **59** 1353-1356 (1987). "Evidence for Edge Currents in the Integral Quantum Hall Effect".

Kemerink 98: M. Kemerink, P. M. Koenraad, and J. H. Wolter. Phys. Rev. B **57** 6629-6635 (1998). " Exchange interaction in p-type GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures studied by magnetotransport".

Klitzing 80: K. v. Klitzing, G. Dorda and M. Pepper. Phys. Rev. Lett. **45** 494-497 (1980). "New Method for High-Accuracy Determination of the Fine-Structure Constant Based on Quantized Resistance".

Kono 94: J. Kono and B. D. McCombe, J.-P. Cheng, I. Lo, W. C. Mitchel, And C. E. Stutz. Phys. Rev. B **50** 12242-12245 (1994). "Cyclotron- resonance oscillations in a two-dimensional electron-hole system".

Laughlin 81: R. B. Laughlin. Phys. Rev. B **23** 5632-5633 (1981). "Quantized Hall conductivity in two dimensions".

Lee 83: K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, and H. Morkoc. J. Appl. Phys. **54** 6432-643 (1983). "Low field mobility of 2-d electron gas in modulation doped Al_xGa_{1-x}As/GaAs layers".

Liu 88: C. T. Liu, S. Y. Lin, and D. C. Tsui, H. Lee and D. Ackley. Appl. Phys. Lett. **53** 2510-2512 (1988). "Cyclotron resonance measurements of electron effective mass in strained Al GaAs/In GaAs/GaAs pseudomorphic structures".

Lo 91: Ikai Lo, W. C. Mitchel, and R. E. Perrin, R. L. Messham, M. Y. Yen. Phys. Rev. B **43** 11787-11790 (1991). "Two-dimensional electron gas in GaAs/Al_{1-x}Ga_xAs heterostructures: Effective mass".

Lo 95: Ikai Lo, W. C. Mitchel and M Ahoujja, J.-P. Cheng, A. Fathimulla and H. Mier. Appl. Phys. Lett. **66** 754-756 (1995). "Second subband population in δ -doped $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}/\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}\text{As}$ heterostructures".

Luo 88: Ji-Kui LUO, Hideo OHNO, Kenichiro MATSUZAKI and Hideki HASEGAWA. Jpn. J. Appl. Phys. **27** 1831-1840 (1988). "Low Field Transport Properties of Two-Dimensional Electron Gas in Selectively Doped N-AlGaAs/GaInAs/GaAs Pseudomorphic Structures".

Mani 88: R. G. Mani and J. R. Anderson. Phys. Rev. B **37** 4299-4302 (1988). "Study of the single-particle and transport lifetimes in $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ".

McEuen 90: P. L. McEuen, A. Szafer, C. A. Richter, B. W. Alphenaar, J. K. Jain, A. D. Stone, R. G. Wheeler and R. N. Sacks. Phys. Rev. Lett. **64** 2062-2065(1990). "New Resistivity for High-Mobility Quantum Hall Conductors".

Mendez 86: E. E. Méndez. IEEE J. of Quantum Electr. **QE-22** 1720-1727 (1986). "Electronic Mobility in Semiconductor Heterostructures".

Nachtwei 94: G. Nachtwei, C. Breitlow, J. Seyfarth, S. Heide, L. Blied, F.-J. Ahlers, P. Svoboda and M. Cukr. Semicond. Sci. Technol. **9** 10-18 (1994). "Transition from non-local to local electron conduction at $\text{GaAs}/\text{GaAlAs}$ heterojunctions".

Nag 93: B. R. Nag and Sanghamitra Mukhopadhyay. Appl. Phys. Lett. **62** 2416-2418 (1993). "In-plane effective mass in narrow quantum wells of nonparabolic semiconductors".

Ohmuro 91: K. Ohmuro, H. I. Fujishiro, M. Itoh, H. Nakamura and S. Nishi. IEEE trans. on Microw. Theory and Techniques **39** 1995-2000 (1991). "Enhancement-Mode Pseudomorphic Inverted HEMT for Low Noise Amplifier".

Paalanen 83: M. A. Paalanen and D. C. Tsui and J. C. M. Hwang. Phys. Rev. Lett. **51** 2226-2229 (1983). "Parabolic Magnetoresistance from the Interaction Effects in a Two-Dimensional Electron Gas".

People 87: R. People. Appl Phys. Lett. **50** 1604-1606 (1987). "Effects of coherency strain on the band gap of pseudomorphic $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ on (001) InP".

Pippard 65: A. B. Pippard. "The Dynamic of conduction Electrons". Blackie and Son, Glasgow, U.K. 1965.

Piquemal 92: F. Piquemal, G. Genevès, F. Delahaye, J. P. André, J. N. Patillon, P. Frijlink. CPEM 92. "REPORT ON A JOINT BIPM-EUROMET PROJECT FOR THE FABRICATION OF QHE SAMPLES BY THE LEP".

Prange 87: R. E. Prange, en "The Quantum Hall Effect", ed. R. E. Prange and S. M. Girvin. Springer-Verlag, New York, 1987.

Pruisen 87: R. E. Prange, en "The Quantum Hall Effect", ed. R. E. Prange and S. M. Girvin. Springer-Verlag, New York, 1987.

Raikh 93: M. E. Raikh and T. V. Shahbazyan. Phys. Rev. B **47** 1522-1531 (1983). "High Landau levels in a smooth random potential for two-dimensional electrons".

Richter 89: J. Richter, H. Sigg, K. v. Klitzing, and K. Ploog. Phys. Rev. B **39** 6268-6271 (1989). "Cyclotron resonance in donor and acceptor δ -doped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructures".

Richter 90: J. Richter, H. Sigg, K. v. Klitzing, and K. Ploog. Surf. Sci. **228** 159-163 (1990). "CYCLOTRON RESONANCE OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEMS UNDER THE INFLUENCE OF IONIZED IMPURITY-SCATTERING".

Richter 92: C. A. Richter, R. G. Wheeler and R. N. Sacks. Surf. Sci. **263** 270-274 (1992). "Overshoot of quantum Hall plateaus".

Sabín del Valle 96: J. Sabín del Valle and M. de Dios-Leyva. J. Appl. Phys. **79** 2154-2156 (1996). "Magnetic-field dependence of the electronic charge density, cyclotron mass, and Fermi energy in a $\text{GaAs-Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ heterojunction".

Sanchez-Rojas 93: J. L. Sanchez-Rojas, E. Muñoz. Proceedings IEEE/Cornell Conference on Advanced Concepts in High Speed Semiconductor Devices and Circuits, Ithaca, NY 1993.

Saku 95: Tadashi SAKU, Yoshiji HORIKOSHI and Yasuhiro TOKURA. Jpn. Appl. Phys. **35** 34-38 (1996). "Limit Electron Mobility in AlGaAs/GaAs Modulation-doped Heterostructures".

Shikata 93: M. Shikata, K. Tanaka, H. T. Yamada, H. I. Fujishiro, S. Nishi, C. Yamagishi and M. Akiyama. IEEE J. Solid-State Circuits **28** 1046 1051 (1993). "A 20-Gb/s Flip-Flop Circuit Using Direct-Coupled FET Logic".

Shoenberg 84: D. Shoenberg. "Magnetic Oscillations in Metals". Cambridge University Press (1984).

Smith 92: A. P. Smith and A. H. MacDonald, G. Gumbs. Phys. Rev. B **45** 8829-8832 (1992). "Quasiparticle effective mass and enhanced g factor for a two-dimensional electron gas at intermediate magnetic fields".

Smrcka 77: L. Smrcka and P. Streda. J. Phys. C: Solid State Phys. **10** 2153-2161 (1977). "Transport coefficients in strong magnetic fields".

Stern 67: FRANK STERN AND W. E. HOWARD. PHYS. REV. **163** 816-835 (1967). "Properties of Semiconductor Surface Inversion Layers in the Electric Quantum Limit".

Störmer 79: H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, and M. D. Sturge. Solid State Commun. **29** 705-709 (1979). "TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS AT A SEMICONDUCTOR-SEMICONDUCTOR INTERFACE".

Störmer 81: H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, K. Baldwin. Appl. Phys. Lett. **39** 912-914 (1981). "Dependence of electron mobility in modulation-doped GaAs-(AlGa)As heterojunction interfaces on electron density and Al concentration".

Störmer 82: H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann. Solid State Commun. **41** 707-709 (1982). "OBSERVATION OF INTERSUBBAND SCATTERING IN A 2-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEM".

Streda 82: P. Streda. J. Phys. C: Solid State Phys. **19** L717-L721 (1982). "Theory of quantised Hall conductivity in two dimensions".

Svoboda 92: P. Svoboda and P. Streda, G. Nachtwei and A. Jaeger, M. Cukr and M. Láznicka. Phys. Rev. B **45** 8763-8766 (1992). "Current-induced coupling of the edge and bulk channels in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures".

Takaoka 94: S. Takaoka, K. Oto, H. Kurimoto, K. Murase, K. Gamo and S. Nishi. Phys. Rev. Lett. **72** 3080-3083 (1994). "Magnetocapacitance and Edge State of a Two-Dimensional Electron System in the Quantum Hall Regime".

Thiele 87: F. Thiele, U. Merkt and J. P. Kotthaus, G. Lommer, F. Malcher and U. Rössler and G. Weimann. Solid State Commun. **62** 841-844 (1987). "CYCLOTRON MASSES IN n-GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs HETEROJUNCTIONS".

Thomson 56: A. M. Thomson and D. G. Lampard, Nature **177** 888 (1956). "A new Theorem in Electrostatics and its application to calculable Standards of Capacitance".

Thomson 64: A. M. Thomson. Trans. IEEE **IM-13** 189-197 (1964). "AC Bridge Methods for the Measurement of Three-Terminal Admittances"

Umansky 97: V. Umansky, R. de-Picciotto, and M. Heiblum. Appl. Phys. Lett. **71** 683-685 (1997). "Extremely high-mobility two dimensional electron gas: Evaluation of scattering mechanisms".

Urbina 96: A. Urbina Yeregui. Tesis doctoral 1996. "El efecto hall cuántico y las oscilaciones Shubnikov- de Haas en el gas de electrones bidimensional". ". Presentada en la Facultad de Ciencias Físicas, Universidad Complutense de Madrid.

Walukiewicz 84: W. Walukiewicz, H. E. Ruda, J. Lagowski, and H. C. Gatos. Phys. Rev. B **30** 4571-4582 (1984). "Electron mobility in modulation-doped heterostructures".

Wetzel 92: C. Wetzel, Al. L. Efros, A. Moll, and B. K. Meyer, P. Omling, P. Sobkowicz. Phys. Rev. B **45** 14052-14056 (1992). "Dependence on quantum confinement of the in-plane effective mass in Ga_{0.47}In_{0.53}As/InP".

Wiesner 94: U. Wiesner, J. Pillath, and W. Bauhofer, A. Kohl, A. Mesquida Kusters, S. Brittner, and K. Heime. Appl. Phys. Lett. **64** 2520-2522 (1994). "In-plane effective masses and quantum

scattering times of electrons in narrow modulation-doped InGaAs/InP quantum wells”.

Witt 98: Thomas Witt. Review of Scientific Instruments **69** 2823-2843 (1998). “Electrical resistance standars and the quantum Hall effect”.